МАССОВАЯ РАДИО БИБЛИОТЕКА

Л.Н.БОЧАРОВ

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ И ПАРАМЕТРЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ



МАССОВАЯ
РАДИОБИБЛИОТЕКА

Выпуск 828

Л. Н. БОЧАРОВ

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ И ПАРАМЕТРЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ



«ЭНЕРГИЯ» · МОСКВА · 1973

ОГЛАВЛЕНИЕ

6Ф3
Б 72
УДК 621.382.012.8

Бочаров Л. Н.

Б 72 Эквивалентные схемы и параметры полупроводниковых приборов. М., «Энергия», 1973.

96 с. с илл. (Массовая радиобиблиотека. Вып. 828).

В книге рассматриваются эквивалентные схемы и схемы замещения наиболее распространенных полупроводниковых приборов. Определяются физические (внутренние) параметры и различные системы внешних параметров полупроводниковых приборов. Приводятся конкретные примеры использования эквивалентных схем.

Книга рассчитана на подготовленных радиолюбителей, а также может быть полезной для специалистов, учащихся техникумов и студентов вузов.

Б $\frac{0345\text{-}080}{051(01)\text{-}73}$ 260-73 6Ф3

ПРЕДИСЛОВИЕ

В предлагаемой книге в доступной форме изложены принципы построения уточненных и упрощенных физических схем и схем замещения наиболее широко распространенных полупроводниковых приборов.

Для уяснения смысла физических (внутренних) параметров приборов кратко описаны свойства *p-n* перехода, устройство и принцип действия полупроводниковых диодов и транзисторов. Даны простейшие способы определения внешних параметров и приведены соотношения этих параметров с физическими параметрами и между собой.

Рассмотренные эквивалентные схемы использованы для объяснения статических характеристик, общих и специфических параметров полупроводниковых приборов, а также параметров некоторых элементарных схем, собранных на этих приборах.

Таким образом, предлагаемая книга фактически охватывает все основные вопросы полупроводниковой электроники и поэтому может быть использована для начального изучения этого предмета.

Книга рассчитана на подготовленных радиолюбителей, знакомых с математикой и физикой в объеме средней школы и с простейшим действием высшей математики—дифференцированием. Книга может оказаться также полезной для учащихся техникумов и студентов вузов при изучении данного предмета, при выполнении курсовых и дипломных работ.

Автор

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДИОДЫ

ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОГО ПЕРЕХОДА

Электронно-дырочный переход (сокращенно *p-n* переход) является основным элементом полупроводниковых приборов. Он образуется на границе соприкосновения двух полупроводниковых сред с различным типом проводимостей, созданных в едином кристалле германия Ge, кремния Si или другого вещества, обладающего полупроводниковыми свойствами.

На рис. 1,*а* условно показан кристалл, в котором левая часть объема имеет дырочную (*p*), а правая — электронную (*n*) проводимость с очень резким (идеальным) переходом от одного типа проводимости к другому. Для простоты рассуждения рассматривается симметричный *p-n* переход, образованный полупроводниковыми областями с одинаковой концентрацией основных носителей, т. е. $n_n \approx p_p$, где n_n — количество электронов проводимости в единице объема у электронного полупроводника, а p_p — количество дырок в единице объема у дырочного полупроводника.

Как известно, диффузионный процесс способствует выравниванию концентрации подвижных носителей (дырок и отдельно электронов) по всему объему кристалла. Это означает, что дырки через *p-n* переход диффундируют из *p*-области в *n*-область, а электроны, наоборот, из *n*-области — в *p*-область.

Таким образом в *p-n* переходе появляется ток диффузии (рис. 1,*а*)

$$I_{диф}=I_{диф\ n}+I_{диф\ p},$$

направление которого совпадает с направлением диффузии дырок.

Если бы дырки и электроны были нейтральными частицами, то диффузия в конечном итоге привела бы к полному выравниванию концентрации дырок и электронов по всему объему кристалла.

Но дырки и электроны несут заряды. Поэтому вызванное диффузией перераспределение зарядов приводит к образованию в *p-n* переходе *контактного напряжения* $U_{кон}$. При этом область *p*, теряющая дырки и приобретающая электроны, заряжается отрицательно, а область *n*, теряющая электроны и приобретающая дырки, заряжается положительно. На рис. 1,*б* показано распределение потенциала вдоль структуры *p-n* перехода. У большинства германиевых *p-n* переходов $U_{кон}=0{,}3\div0{,}4$ В, а у кремниевых $U_{кон}=0{,}7\div0{,}8$ В.

Возникшее контактное напряжение, являясь ***потенциальным барьером*** для основных носителей, затрудняет их диффузию и предотвращает выравнивание концентрации дырок и отдельно электронов проводимости в объеме кристалла. Одновременно с этим контактное напряжение создает благоприятные условия для перехода из одной области в другую неосновных носителей. Неосновными носителями являются электроны проводимости в дырочном полупроводнике и дырки в электронном полупроводнике. Концентрация неосновных носителей зарядов относительно мала:

$$n_p=n_i^2/p_p \text{ и } p_n=n_i^2/n_n,$$

где n_i — концентрация дырок или электронов проводимости в собственном (беспримесном) кристалле.

Некоторые электроны проводимости, находящиеся в *p*-области, совершая тепловое движение, подходят к границе двух сред, где их захватывает электрическое поле, созданное контактным напряжением, и они переходят в *n*-область. То же самое происходит с некоторыми дырками *n*-области, которые, совершая тепловое движение, подходят к границе двух сред, захватываются полем и переходят в *p*-область (рис. 1.*а*).

Ток, создаваемый неосновными носителями, называется тепловым током. Он, как и диффузионный ток, имеет электронную и дырочную составляющие $I_0=I_{0\ n}+I_{0\ p}$.

Так как неосновных носителей в полупроводнике относительно мало, то и ток, образуемый ими, не может быть большим. Кроме того, он не зависит от величины напряжения, выделяющегося на *p-n* переходе. Все неосновные носители, которые под действием теплового движения подходят к *p-n* переходу, свободно проходят через него, поэтому ток I_0 определяется только концентрацией неосновных носителей и их подвижностью.

Следует заметить, что концентрация неосновных носителей в сильной степени зависит от температуры.

Рис. 1. *P-n* переход без внешнего напряжения.

Тепловой ток называют током насыщения неосновных носителей. По своему направлению он противоположен току диффузии, поэтому в общем случае ток *p-n* перехода определяется разностью

$$I_{p-n}=I_{диф}-I_0.$$

За положительное (прямое) направление тока *p-n* перехода принято направление тока диффузии.

Контактное напряжение в *p-n* переходе затрудняет диффузию основных носителей настолько, что ток диффузии становится равным по абсолютной величине тепловому току $I_{диф}=I_0$. При этом

$$I_{p-n}=I_{диф}-I_0=0.$$

Основные носители при встречной диффузии усиленно рекомбинируют в приконтактных областях на границе соприкосновения сред с различным типом проводимостей. Это приводит к образованию в этом месте некоторого слоя, обедненного подвижными носителями, который обладает относительно малой удельной проводимостью (как беспримесный полупроводник) и поэтому называется *запорным слоем* *p-n* перехода. На рис. 1,*в*, на котором показано распределение концентрации подвижных носителей, запорному слою соответствует участок с малой концентрацией подвижных носителей.

Средняя глубина проникновения дырок в *n*-область тем меньше, чем больше там концентрация электронов проводимости, и наоборот. С увеличением концентрации электронов проводимости сокращается *среднее время жизни* дырок τ_p в данной среде, поэтому они успевают проникнуть на меньшую глубину в *n*-область. То же самое утверждение справедливо и для средней глубины проникновения электронов в *p*-область, где среднее время жизни электронов τ_n.

В общем случае толщина запорного слоя (толщина *p-n* перехода) равна:

$$d_{p\text{-}n}=\sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon U'}{e}\left(\frac{1}{N_d}+\frac{1}{N_a}\right)},\ \text{м}, \qquad (1)$$

где ε_0 — абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума; ε — относительная диэлектрическая проницаемость кристалла; e — заряд электрона; U' — напряжение, выделяющееся на *p-n* переходе (при отсутствии внешних источников это $U_{\text{кон}}$); N_d — концентрация донорной примеси, которая сообщает полупроводнику электронный тип проводимости; N_a — концентрация акцепторной примеси, которая сообщает полупроводнику дырочный тип проводимости.

При комнатной температуре концентрация основных носителей примерно равна концентрации доноров или акцепторов, т. е. $n_n \approx N_d$ и $p_p \approx N_a$. Это означает, что почти каждый примесный атом, превращаясь в неподвижный ион, поставляет в полупроводник один основной носитель.

При наиболее простой технологии изготовления *p-n* перехода концентрация примеси в одной из областей оказывается на 2—3 порядка больше, чем в другой (несимметричный *p-n* переход). В этом случае запорный слой практически сосредоточивается в области с малой концентрацией примеси, так как средняя глубина проникновения диффундирующих носителей в область с большой концентрацией примеси (т. е. с большой концентрацией основных носителей) оказывается ничтожно малой. Толщина *p-n* перехода (запорного слоя) обычно составляет десятые доли микрона.

При интенсивной рекомбинации подвижных носителей в приконтактном слое дырочной области появляется нескомпенсированный отрицательный заряд ионизированных акцепторов, так как дырки, принадлежащие этому слою, диффундируют в *n*-область, а также рекомбинируют с перешедшими из *n*-области электронами. Соответственно в приконтактном слое электронной области появляется положительный пространственный заряд ионизированных доноров. На рис. 1,*а* нескомпенсированные заряды доноров и акцепторов изображены знаками ±. Распределение плотности указанных зарядов ρ с учетом их знака показано на рис. 1,*г*. Этими распределенными зарядами по существу и создаются контактное напряжение и электрическое поле $E_{\text{кон}}$ внутри *p-n* перехода.

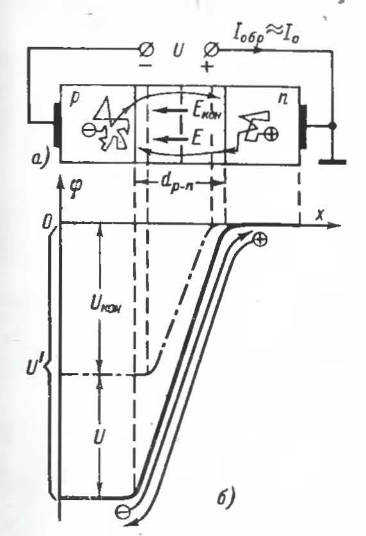


Рис. 2. Обратное включение *p-n* перехода.

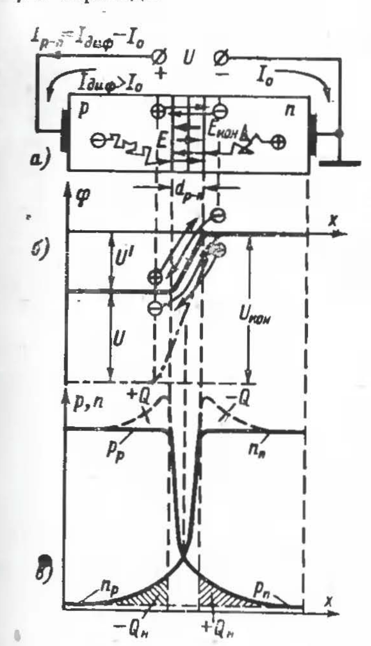


Рис. 3. Прямое включение *p-n* перехода.

Запорный слой, обладающий диэлектрическими свойствами, расположенный между *n*- и *p*-областями с относительно высокой проводимостью, образует некоторую емкость, называемую *барьерной* (или *зарядной*).

Эта емкость может быть определена как емкость плоского конденсатора

$$C_{\text{бар}}=\varepsilon_0\varepsilon s_{p-n}/d_{p-n},\ \Phi, \qquad (2)$$

где s_{p-n} — площадь *p-n* перехода, м²; d_{p-n} — его толщина, м.

Если к *p-n* переходу подвести внешнее напряжение U так, чтобы электрические поля, создаваемые контактным напряжением и источником, совпали по направлению, то это приведет к увеличению напряженности электрического поля в *p-n* переходе и к увеличению на нем напряжения $U'=U_{\text{кон}}+U$ (рис. 2,*а*, *б*). При этом диффузия основных носителей затрудняется настолько, что ток $I_{\text{диф}}$ практически обращается в нуль и результирующий ток *p-n* перехода $I_{p-n}=I_{\text{диф}}-I_0\approx -I_0$ оказывается примерно равным току насыщения неосновных носителей. Кроме этого, под действием напряжения U от *p-n* перехода оттягиваются основные носители, что приводит к некоторому снижению их концентрации в приконтактных областях, поэтому толщина запорного слоя увеличивается, а емкость $C_{\text{бар}}$ уменьшается. В дальнейшем напряжения такого направления будут называться *обратными*, а сам *p-n* переход при воздействии на него обратного напряжения — обратно смещенным.

Если к *p-n* переходу подвести *прямое напряжение* U, чтобы электрические поля, создаваемые контактным напряжением и внешним источником, оказались противоположными, то это приведет к уменьшению напряжения, выделяющегося на прямо смещенном *p-n* переходе $U'=U_{\text{м}}-U$ (рис. 3,*а*, *б*). Снижение потенциального

барьера в p-n переходе облегчит диффузию основных носителей и ток диффузии увеличится.

Установлено, что ток $I_{диф}$ изменяется по экспоненциальному закону в зависимости от U:

$$I_{диф} = I_0 \exp\left[\frac{eU}{kT}\right],$$

где $\exp[\alpha] = e^{\alpha}$ — обозначение экспоненциальной зависимости, принятое в радиоэлектронике, чтобы не путать основание натурального логарифма $e=2{,}72$ с элементарным зарядом $e=1{,}6\cdot10^{-19}$, Кл; k — постоянная Больцмана, эВ/К; T—температура p-n перехода по Кельвину, К (при комнатной температуре 290 К $e/kT\approx39$); U — внешнее напряжение со своим знаком (прямое напряжение $U_{пр}>0$, обратное напряжение $U_{обр}<0$).

Таким образом, в любом случае ток p-n перехода оказывается равным

$$I_{p\text{-}n} = I_{диф} - I_0 = I_0\left\{\exp\left[\frac{eU}{kT}\right] - 1\right\} \approx I_0\{\exp[39U] - 1\}. \quad (3)$$

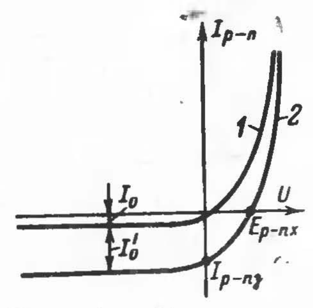


Рис. 4. Теоретическая (идеальная) вольт-амперная характеристика p-n перехода (кривая *1*); та же характеристика при искусственно повышенной концентрации неосновных носителей в районе p-n перехода (кривая *2*).

При прямом напряжении экспоненциальный член быстро возрастает; единицей в фигурных скобках можно пренебречь, поэтому $I_{p-n}\approx I_{диф}$. При обратном напряжении экспоненциальный член быстро стремится к нулю и ток, текущий через p-n переход, оказывается практически равным тепловому току — I_0.

Зависимость тока p-n перехода от внешнего напряжения показана на рис. 4 (кривая *1*).

Так как прямое напряжение вызывает встречное движение дырок и электронов, то их концентрация в приконтактных областях возрастает, что приводит к уменьшению толщины p-n перехода (рис. 3,*а*). Соответственно барьерная емкость увеличивается.

Зависимость барьерной емкости от напряжения U можно установить с помощью формулы (2), выразив в ней d_{p-n} через $U' = U_{кон} - U$ согласно равенству (1). После соответствующих преобразований получим:

$$C_{бар} \approx C_0 \sqrt{\frac{U_{кон}}{U_{кон} - U}}, \ Ф, \quad (4)$$

где $C_0 = \left.\frac{\varepsilon_0 \varepsilon S_{p\text{-}n}}{d_{p\text{-}n}}\right|_{U=0}$ — барьерная емкость p-n перехода при $U=0$ (в плавных переходах, у которых один тип проводимости постепенно переходит в другой, формула оказывается более точной при корне кубичном).

При прямом (диффузионном) токе происходит интенсивная *инжекция* (введение) дырок в n-область и электронов в p-область. Инжектированные носители рекомбинируют, но они в этих областях обладают конечными значениями средних времен жизни τ_p и τ_n. При непрерывной инжекции их концентрация убывает в направлении инжекции примерно по экспоненциальному закону (рис. 3,*в*). В тех местах полупроводника, в которых находятся не успевшие рекомбинировать инжектированные носители, равенство

$$p_p n_p = p_n n_n = n_i^2,$$

характеризующее равновесное состояние полупроводника, переходит в неравенство $p_p n_p > n_i^2$ или $p_n n_n > n_i^2$. Такое состояние полупроводника называется неравновесным, а инжектированные носители — неравновесными носителями.

На рис. 5,*а* показано примерное распределение концентрации неравновесных носителей (заштрихованная область) для случая бесконечно тонкого и несимметричного p-n перехода ($p_p \gg n_n$). Наклон касательной в точке $p_{n\,и}$ пропорционален $I_{диф\,p}$.

Это распределение достаточно точно описывается выражением

$$p_и = (p_{nи} - p_n)\exp\left[-\frac{x}{L_p}\right], \quad (5)$$

где p_n — концентрации неосновных носителей (дырок) в n-области; $p_{n\,и}$ — концентрация дырок на границе n-области с p-n переходом при инжекции дырок в эту область (разность $p_{n\,и}-p_n$ является граничной концентрацией неравновесных носителей); L_p — диффузионная длина пробега дырок в n-области (она равна расстоянию, на котором концентрация инжектируемых в n-область дырок убывает в $e=2{,}72$ раз).

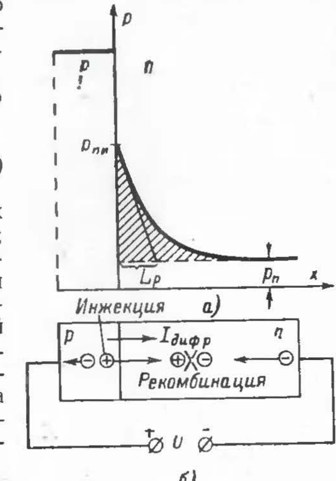


Рис. 5. Распределение концентрации подвижных носителей при инжекции дырок в электронную область (*а*) и схема, на которой показан перенос заряда через структуру p-n перехода (*б*).

Диффузионная длина определяется *коэффициентом диффузии* D_p и средним временем жизни неравновесных носителей τ_p; $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$.

Все сказанное в отношении инжекции дырок в полной мере справедливо и для электронов $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$.

Коэффициенты диффузии D_n и D_p (см²/с) являются мерой отношения плотности потока подвижных носителей к градиенту их концентрации при отсутствии электрических полей в данном сечении полупроводников. При комнатной температуре для германия $D_n=100$, $D_p=49$; для кремния $D_n=30$, $D_p=13$.

Плотность диффузионного потока дырок при их инжекции оказывается равной

$$i_{диф\,p} = eD_p(-dp_и/dx) = eD_p(-\text{grad}\,p_и),$$

откуда для граничного сечения

$$I_{\text{диф } p} = s_{p-n} e D_p \, |\text{grad } p_{n\text{ и}}|,$$

т. е. дырочная составляющая тока диффузии, протекающего через p-n переход, прямо пропорциональна модулю градиента концентрации инжектируемых дырок на границе p-n перехода с n-областью.

При несимметричном p-n переходе, если $p_p \gg n_n$, то $I_{\text{диф}} \approx I_{\text{диф } p}$ (рис. 5,*б*).

На этом же рисунке символически показан процесс переноса электрических зарядов через структуру несимметричного p-n перехода и внешнюю цепь. Так, дырки, инжектированные из p-области в n-область, своими положительными зарядами притягивают электроны из внешней цепи. Инжектированные дырки и электроны, вошедшие через контакт полупроводника с внешней цепью, движутся навстречу друг другу и в конечном итоге рекомбинируют в объеме полупроводника.

Уход дырок из p-области (при их инжекции) приводит к появлению в этой области отрицательного заряда, который выталкивает лишние электроны во внешнюю цепь.

Благодаря этим процессам восстанавливается электрическая нейтральность полупроводниковых областей p-n перехода, а во внешней цепи течет уравнительный ток электронов.

При непрерывной инжекции в n-области накапливается неравновесный заряд дырок, величина которого прямо пропорциональна заштрихованной на рис. 5,*а* области.

В общем случае при прямом токе через p-n переход неравновесные носители создают в n- и p-областях неравновесные пространственные заряды $Q_{\text{н}}$ соответствующих знаков. Их величины оказываются прямо пропорциональными заштрихованным областям, показанным на рис. 3,*в*. Неравновесные заряды $Q_{\text{н}}$ согласно закону электростатической индукции притягивают и удерживают пространственные заряды Q противоположных знаков, создаваемые основными носителями этих областей, концентрация которых в местах расположения неравновесных носителей повышается (рис. 3,*в*).

Эти индуктированные заряды являются как бы зарядами некоторой емкости p-n перехода, получившей название *диффузионной емкости* $C_{\text{диф}}$.

Известно, что $C = dQ/dU$. В p-n переходе приращение прямого напряжения dU вызывает приращение тока диффузии $dI_{\text{диф}}$, а это приводит к увеличению концентрации неравновесных зарядов, т. е. вызывает приращение $dQ_{\text{н}}$ и соответственно приращение dQ, где Q можно рассматривать как заряд диффузионной емкости, следовательно. $C_{\text{диф}} \neq 0$. Если быстро сменить полярность напряжения, то в начальный момент во внешней цепи потечет значительный обратный ток, обусловленный обратным переходом некоторого количества неравновесных носителей, накопленных в приконтактных областях p-n перехода. Они совершают этот переход как неосновные носители.

При установлении обычной (равновесной) концентрации неосновных носителей в приконтактных областях p-n перехода обратный ток становится равным I_0. Большое значение обратного тока в начальный момент при смене прямого напряжения на обратное соответствует как бы разряду диффузионной емкости. Перезаряд диффузионной емкости не происходит, так как при отсутствии тока диффузии диффузионная емкость перестает существовать. Величина диффузионной емкости прямо пропорциональна току диффузии и времени жизни носителей

$$C_{\text{диф}} = \frac{e}{kT}\left(I_{\text{диф } p}\tau_p + I_{\text{диф } n}\tau_n\right), \text{ Ф}.$$

Для несимметричного p-n перехода

$$C_{\text{диф}} \approx \frac{e}{kT} I_{\text{диф } p}\tau_p \approx 39 I_0 \exp\,[39U]\,\tau_p. \quad (6)$$

Повышенную концентрацию неосновных носителей в приконтактных областях p-n перехода можно поддерживать искусственно, например инжекцией носителей, местным разогревом области p-n перехода или облучением (кванты лучистой энергии должны проникать в область p-n перехода).

Повышенная концентрация неосновных носителей в области p-n перехода приводит к увеличению тока неосновных носителей

$$I_{\Sigma 0} = I_0 + I'_0.$$

где I'_0 — ток, возникающий из-за искусственного повышения концентрации неосновных носителей в области p-n перехода.

Следовательно, в общем случае ток через p-n переход равен:

$$I_{p\text{-}n} = I_{\text{диф}} - I_{\Sigma 0} = I_0\left\{\exp\left[\frac{eU}{kT}\right] - 1\right\} - I'_0. \quad (7)$$

Выражение (7) отличается от выражения (3) только одним дополнительным членом $-I'_0$. Это означает, что обычная вольт-амперная характеристика p-n перехода (рис. 4, линия *1*), сохраняя свою форму, смещается вниз по оси тока на величину — I'_0 (рис. 4, линия *2*).

На рис. 6,*а* показан p-n переход с подключенным к нему сопротивлением нагрузки. Если искусственно повышать концентрацию неосновных носителей в районе p-n перехода (например, с помощью облучения), то во внешней цепи появится ток I_{p-n} и обнаружится напряжение, равное э. д. с. E_{p-n}. Возникновение э. д. с. связано с уменьшением контактного напряжения облученного p-n перехода

$$E_{p-n} = |U'_{\text{кон}} - U_{\text{кон}}|, \quad (8)$$

где $U'_{\text{кон}}$ — контактное напряжение p-n перехода при повышенной концентрации неосновных носителей (рис. 6,*б*). Уменьшение контактного напряжения p-n перехода происходит вследствие появления тока I'_0. В общем случае одна часть этого тока замыкается через внешнюю цепь, другая часть компенсируется возросшим током диффузии, так как при уменьшении потенциального барьера ток $I_{\text{диф}}$ увеличивается.

Рис. 6. Воздействие на p-n переход светового потока.

Напряжение, равное E_{p-n}, можно рассматривать как внешнее напряжение, приложенное к *p-n* переходу.

При этом ток I_{p-n} оказывается равным

$$-I_{p\text{-}n} = I_0 \left\{ \exp\left[\frac{eE_{p\text{-}n}}{kT}\right] - 1 \right\} - I'_0. \qquad (9)$$

Знак минус перед током I_{p-n} указывает на то, что он противоположен току диффузии и совпадает с током неосновных носителей I_0 и I'_0.

Решив уравнение (9) относительно E_{p-n}, получим:

$$E_{p\text{-}n} = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{I'_0 - I_{p\text{-}n}}{I_0} + 1\right), \text{ В} \qquad (10)$$

При разомкнутой внешней цепи (т. е. в режиме холостого хода, когда $R_н = \infty$) $I_{p-n} = 0$, а э. д. с., возникающая в *p-n* переходе:

$$E_{p\text{-}n\,х} = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{I'_0}{I_0} + 1\right).$$

При коротком замыкании ($R_н = 0$) $E_{p-n} = 0$, а ток, текущий во внешней цепи, согласно выражению (9) равен:

$$-I_{p-n\,з} = I_0\{\exp[0] - 1\} - I'_0 = -I'_0.$$

Из всего сказанного следует, что *p-n* переход обладает односторонней проводимостью, переменными барьерной и диффузионной емкостями, а также может преобразовывать некоторые виды энергии в электрическую.

УСТРОЙСТВО И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ

Полупроводниковый диод содержит один *p-n* переход. В зависимости от его формы различают *плоскостные* и *точечные* полупроводниковые диоды.

При изготовлении плоскостных диодов наиболее широко используются методы *вплавления, диффузии* и *выращивания*. На рис. 7,*а* показано принципиальное устройство германиевого диода, изготовленного методом вплавления (сплавной диод). При изготовлении сплавного диода в пластину германия со слабо выраженной проводимостью типа *n* вплавляется таблетка индия (галлия или бора). В процессе термической обработки таблетка и прилегающий к ней слой пластинки расплавляются. При остывании под таблеткой образуется тонкий слой германия, сильно легированный индием, т. е. слой с резко выраженной проводимостью типа *p*. На другой стороне пластины с помощью свинцово-оловянистого припоя или другим способом создается невыпрямляющий (линейный) контакт. У диода, изготовленного методом вплавления, образуется четкая граница между *p-* и *n*-областями, но сам *p-n* переход получается резко несимметричным ($p_p \gg n_n$).

Область кристалла с большой концентрацией основных носителей называют *эмиттером*, а область с малой концентрацией — *базой* (рис. 7,*а*).

При изготовлении плоскостного диода диффузионным методом используется диффузия акцепторной или донорной примеси из газовой, жидкой или твердой среды в толщу пластины со слабо выраженной *n-* или *p*-проводимостью.

Особенностью диодов, полученных диффузионным методом, является то, что концентрация введенной в поверхностный слой примеси сильно уменьшается с глубиной, поэтому эмиттерный слой получается неоднородным, а сам *p-n* переход — плавным (границей между областями можно считать плоскость, в которой концентрация акцепторов равна концентрации доноров).

После удаления (травлением) ненужных частей пластины и создания невыпрямляющих (линейных) контактов получают диффузионный диод (рис. 7,*б*).

При изготовлении диода методом выращивания сначала получают кристалл, например, с донорной примесью. Затем, не нарушая структуры, на нем выращивают (или наращивают) кристалл с акцепторной примесью, что и позволяет получить резкий *p-n* переход.

Метод наращивания позволяет расположить между слоем *n* и высоколегированным слоем p^+ очень тонкий слой p^-, которому сообщается малая доза акцепторной примеси. Этот слой, называемый эпитаксиальным, выполняет функцию базы диода. Обладая малой концентрацией основных носителей, он тем самым обеспечивает большую толщину *p-n* перехода (рис. 7,*в*).

Рис. 7. Структура плоскостных полупроводниковых диодов, изготовленных методом вплавления (*а*), методом диффузии (*б*) и методом эпитаксиального наращивания (*в*).

При изготовлении точечного диода в хорошо отшлифованную пластину германия или кремния с *n*-проводимостью упирают металлическую иглу. В месте соприкосновения иглы с полупроводником образуется выпрямляющий (нелинейный) контакт.

В настоящее время при изготовлении точечных диодов контакт подвергают электрической формовке. Процесс формовки заключается в пропускании через точечный контакт мощных коротких импульсов тока. При этом происходит местный разогрев контакта и кончик иглы сплавляется с полупроводником, что обеспечивает стабильность и механическую прочность контакта. Кроме этого, часть материала иглы или часть входящих в нее примесей диффундирует в полупроводник, образуя под точечным контактом полусферическую микрообласть с *p*-проводимостью. Поэтому точечные диоды, в отличие от плоскостных, обладают очень малой барьерной емкостью. Граница между *p-* и *n*-областями у точечного *p-n* перехода получается не четкой (*p*-проводимость постепенно переходит в проводимость типа *n*).

Невыпрямляющий контакт у точечного диода выполняется так же, как и у плоскостного.

Пластинку кристалла полупроводниковых диодов помещают в герметический корпус (металлический, металлокерамический, стеклянный) или заливают эпоксидными смолами.

Экспериментальная (реальная) вольт-амперная характеристика диода $I=\varphi(U)$ (рис. 8) имеет некоторые отличия от теоретической характеристики $I_{p-n}=I_0\{\exp[39U]-1\}$, показанной на рис. 8 штриховой линией. Расхождение характеристик на отдельных участках происходит по следующим причинам.

1. При выводе формулы (3) не учитывалось падение напряжения на сопротивлении полупроводниковых областей (при несимме-

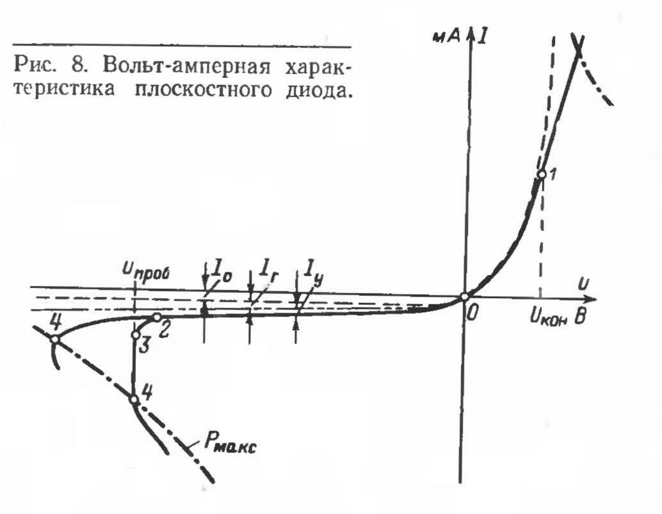


Рис. 8. Вольт-амперная характеристика плоскостного диода.

тричном p-n переходе это сопротивление в основном образуется сопротивлением базовой области $r_б$). С учетом этого сопротивления формула (3) приобретает вид:

$$I=I_p\{\exp[39(U-Ir_б)]-1\}.$$

Поэтому реальная характеристика на участке *0-1* проходит чуть ниже идеальной характеристики. Однако это расхождение незначительно и пользование идеальной зависимостью на этом участке вполне допустимо.

2. В точке *1* $U-Ir_б=U_{кон}$ и потенциальный барьер в p-n переходе исчезает. При дальнейшем увеличении прямого напряжения изменение тока диода определяется уже не диффузией основных носителей через снижающийся потенциальный бареьр p-n перехода согласно формуле (3), а сопротивлением объема полупроводниковых областей (или $r_б$). Поэтому реальная характеристика после точки *1* становится почти прямой линией.

3. При $U<0$ на участке характеристики между точками *0-2* обратный ток диода оказывается больше теплового тока I_0. В общем случае он состоит из трех основных составляющих

$$I_{обр}=I_0+I_г+I_у,$$

где $I_г$ — *ток термогенерации*, который определяется количеством носителей (дырок и электронов), возникающих в самом p-n переходе

из-за теплового возбуждения узлов кристаллической решетки. Этот ток зависит от объема запорного слоя и его температуры. Чем больше объем слоя, тем больше (за единицу времени) в нем генерируется дырок и электронов, тем большим оказывается $I_г$. Следовательно, ток термогенерации несколько возрастает с увеличением обратного напряжения, так как в этом случае происходит расширение p-n перехода и объем запорного слоя увеличивается. Зависимость величины суммы токов $I_0+I_г$ от обратного напряжения показана на рис. 8 штриховой линией с двумя точками. У германиевого диода $I_г \ll I_0$, а у кремниевого, наоборот, $I_г \gg I_0$. У кремниевого диода тепловой ток в несколько тысяч раз, а ток термогенерации в несколько десятков раз меньше, чем у германиевого диода; $I_у$ — *ток утечки*, который протекает по поверхности кристалла от эмиттера к базе. Он в очень сильной степени зависит от состояния (загрязнения) этой поверхности и почти не зависит от температуры. Ток утечки увеличивается при увеличеиии обратиого напряжения примерно по линейному закону и в основном определяет наклон обратной ветви вольт-амперной характеристики диода.

4. Между точками *2-3* наблюдается существенное увеличение обратного тока. Этот участок соответствует предпробойному состоянию диода. В точке *3* происходит пробой p-n перехода, сопровождающийся резким увеличением обратного тока при незначительном увеличении обратного напряжения.

Различают *электрический* и *тепловой пробои* p-n перехода.

Электрический пробой при относительно больших обратных напряжениях представляет собой лавинный пробой, при котором носители заряда, попавшие в p-n переход, под действием сильного электрического поля приобретают энергию, достаточную для ударной ионизации атомов кристалла. При этом происходит умножение подвижных носителей и обратный ток диода резко возрастает. Этому виду пробоя соответствует участок вольт-амперной характеристики диода между точками *3-4* (рис. 8). В тонких p-n переходах, пробиваемых относительно небольшим обратным напряжением, возникает полевой пробой, при котором носители заряда проходят сквозь запорный слой (потенциальный барьер) по так называемым квантовым туннелям. Электрический пробой является обратимым процессом: при снятии обратного напряжения p-n переход восстанавливает исходное состояние.

Тепловой пробой p-n перехода возникает вследствие потери устойчивости теплового режима. С увеличением обратного напряжения и тока увеличиваются тепловая мощность, выделяющаяся в p-n переходе, и его температура. В свою очередь увеличение температуры приводит к увеличению обратного тока и рассеиваемой мощности. При определенной максимально допустимой мощности $P_{макс}$ процесс приобретает лавинообразный характер и p-n переход разрушается. На рис. 8 штрих-пунктиром показана линия максимально допустимой мощности диода. Она определяется выражением $(-I)(-U)=P_{макс}$, откуда $-I=P_{макс}/-U$, следовательно, линия максимально допустимой мощности представляет собой гиперболу. Такая же линия $I=P_{макс}/U$ ограничивает максимально допустимую мощность диода в прямом направлении. При тепловом разрушении p-n перехода общее сопротивление диода резко уменьшается, поэтому большему току может соответствовать меньшее напряжение, выделяющееся на диоде (участок характеристики за пределами точки *4* на рис. 8).

Вследствие меньшей термической стойкости и значительного обратного тока у германиевых диодов при больших обратных напряжениях обычно сразу наступает тепловой пробой. У кремниевых диодов обычно вначале наступает электрический пробой, который при увеличении обратного тока переходит в тепловой.

ОБЩИЕ ПАРАМЕТРЫ И ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДИОДА

Параметры электронного прибора — это величины, характеризующие его свойства и режимы работы.

Параметрами режима работы полупроводникового диода являются ток I, напряжение U и выделяющаяся на диоде мощность $P=UI$.

Чтобы в указанном значении прямого или обратного тока были отражены свойства самого диода, необходимо оговорить напряжение и температуру окружающей среды (обычно 20 °С), которым соответствуют эти токи.

С увеличением температуры обратный ток диода увеличивается. Примерное значение его для любого значения температуры можно найти по эмпирической формуле

$$I_{обр} = I_{обр\,20\,°C} A^{\frac{t_o - 20\,°C}{10\,°C}}, \text{ мкА}, \qquad (11)$$

где $I_{обр\,20°C}$ — значение обратного тока диода, указанное в справочнике (при температуре 20 °С и некотором значении $U_{обр}=\mathrm{const}$); A — коэффициент, примерно равный 2 для германиевых диодов и 2,5 для кремниевых; t_o — температура окружающей среды, °С.

Свойства полупроводникового диода отражаются также в параметрах предельных режимов, к которым относятся:

Обратное максимально допустимое напряжение

$$U_{обр.макс} \approx 0{,}8\, U_{проб}, \text{ В},$$

где $U_{проб}$ — напряжение электрического или теплового пробоя.

Максимально допустимая мощность, рассеиваемая диодом

$$P_{макс} = \frac{t_{п.макс} - t_o}{R_{t\,п.к} + R_{t\,к.о}}, \text{ Вт}, \qquad (12)$$

где $t_{п.макс}$ — максимально допустимая температура *p-n* перехода (указывается в справочниках), °С; t_o — температура окружающей среды, °С; $R_{t\,п.к}$; $R_{t\,к.о}$ — тепловые параметры, определяемые экспериментально, которые называются тепловыми сопротивлениями ($R_{t\,п.к}$ — тепловое сопротивление между *p-n* переходом и корпусом диода, $R_{t\,к.о}$ — между корпусом и окружающей средой), К/Вт.

В справочниках обычно приводится максимально допустимая мощность, рассеиваемая диодом (*p-n* переходом), приведенная к 20 °С $P_{макс\,20°C}$. Из отношения мощностей $P_{макс}/P_{макс\,20°C}$, каждая из которых определяется выражением (12), получают расчетную формулу

$$P_{макс} = P_{макс\,20\,°C} \frac{t_{п.макс} - t_o}{t_{п.макс} - 20\,°C}. \qquad (13)$$

Из формулы (13) следует, что с повышением температуры окружающей среды t_o максимально допустимая мощность диода уменьшается, так как при этом ухудшаются условия охлаждения *p-n* перехода.

Интервал рабочих температур для германиевых диодов находится в пределах от −60 до +85 °С, а для кремниевых диодов от −60 до +150 °С.

Непосредственно сам полупроводниковый диод характеризуют следующие основные параметры.

Статическое сопротивление или *сопротивление диода постоянному току*

$$R_0 = U/I, \text{ Ом}.$$

Оно прямо пропорционально котангенсу угла наклона прямой линии, проведенной из начала координат в заданную точку на характеристики диода, определяющую конкретный режим работы диода (рис. 9):

$$R_0 = \frac{m_u}{m_i} \operatorname{ctg} \theta_1,$$

где m_u — масштаб по оси напряжения, а m_i — масштаб по оси тока.

В справочниках вместо R_0 обычно приводят величины $R_{пр}$ и $R_{обр}$, которые соответствуют сопротивлениям диода для постоянного тока при номинальных (оговоренных) значениях прямого и обратного напряжения (или тока).

Нелинейность полупроводникового диода оценивают с помощью *коэффициента выпрямления*

$$k_в = I_{пр}/I_{обр} = R_{обр}/R_{пр} \text{ при } U = \pm 1 \text{ В}. \qquad (14)$$

Дефференциальное сопротивление диода

$$R_i = dU/dI, \text{ Ом}.$$

Как величина обратная производной от функции тока по напряжению этот дифференциальный параметр прямо пропорционален котангенсу угла наклона касательной и характеристике в заданной точке (рис. 9)

$$R_i = \frac{m_u}{m_i} \operatorname{ctg} \theta_2.$$

Так как $\theta_2 > \theta_1$, то $R_0 > R_i$.

Если дифференциальный параметр определяется на прямолинейном участке характеристики или в случае, когда небольшая погрешность не имеет существенного значения, от бесконечно малых приращений (дифференциалов) можно перейти к конечным приращениям (рис. 9)

$$R_i \approx \Delta U/\Delta I = U_m/I_m = u_\sim/i_\sim. \qquad (15)$$

В примерном равенстве (15) под конечными приращениями могут пониматься амплитудные (U_m, I_m) или мгновенные ($u_\sim$, $i_\sim$)

значения переменных составляющих тока и напряжения при наличии постоянных составляющих (U_0, I_0), определяющих режим покоя (рис. 9). В таком виде дифференциальное сопротивление представляет собой внутреннее сопротивление диода для переменной составляющей тока. Следует заметить, что в данном случае на переменную составляющую наложены следующие ограничения.

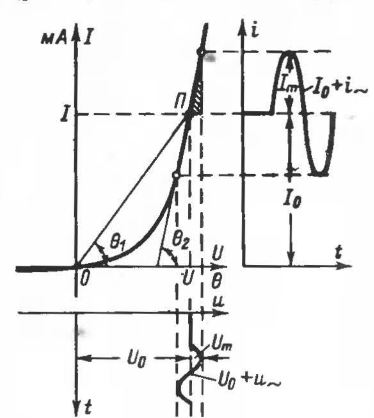


Рис. 9. Определение статического и динамического сопротивления диода.

1. Амплитуда переменной составляющей должна быть достаточно малой, чтобы она укладывалась на криволинейной характеристике (в окрестности выбранной точки покоя П) на столь малом участке, который с большой точностью можно было бы принять за отрезок прямой линии, т. е. переменная составляющая должна удовлетворять критерию малого сигнала.

2. Частота переменной составляющей должна быть достаточно низкой, чтобы можно было пренебречь емкостями *p-n* перехода. На высокой частоте R_i переходит в комплексное сопротивление Z_i.

В прямом направлении при $0<U\leqslant U_к$ величину $R_{i\,пр}$ можно получить дифференцированием выражения (3)

$$R_{i\,пр}=\frac{kT}{e\,(I_{p\text{-}n}+I_0)}.$$

На практике часто используют эмпирическую формулу, дающую хорошие результаты для реальных полупроводниковых диодов:

$$R_{i\,пр}\approx 26/I_{пр},\ \text{Ом},$$

где $I_{пр}$ — прямой ток диода, мА.

При $U>U_{кон}$ $R_{i\,пр}\approx r_б$, где $r_б$ — сопротивление базы диода (единицы ом).

В обратном направлении $R_{i\,обр}\approx R_у$, где $R_у=U/I_у$ — сопротивление утечки диода (сотни килоом). При электрическом пробое R_i имеет значения от десятков до сотен ом.

Важным параметром диода является его *емкость*

$$C_д\approx C_{бар}+C_{диф}.$$

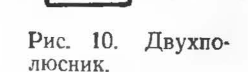


Рис. 10. Двухполюсник.

При небольшом прямом токе $C_{диф}\gg C_{бар}$, поэтому $C_д\approx C_{диф}$. При обратном напряжении $C_д\approx C_{бар}$, так как в этом случае диффузионная емкость отсутствует. В справочниках обычно указывается значение барьерной емкости при определенном значении обратного напряжения. В зависимости от s_{p-n} и d_{p-n} барьерная емкость имеет значения от десятых долей до сотен пикофарад.

Полупроводниковый диод является *двухполюсником*, т. е. представляет собой некоторую электрическую схему, имеющую два вывода. На рис. 10 показан обобщенный двухполюсник, на зажимах которого стрелками указаны положительные направления тока и напряжения. Если связь между током и напряжением на зажимах двухполюсника такая же, как у полупроводникового диода, то электрическую схему данного двухполюсника можно рассматривать как некоторую *эквивалентную схему диода*. Наибольший интерес обычно представляет физическая эквивалентная схема (рис. 11). На этой схеме: $C_в$ — емкость между выводами; $L_в$ — индуктивность выводов; r_s — общее сопротивление полупроводниковых областей кристалла и выводов диода (при несимметричном *p-n* переходе $r_s\approx r_б$); R_{p-n} — нелинейное сопротивление *p-n* перехода; $C_{бар}$ — нелинейная барьерная емкость; $C_{диф}$ — нелинейная диффузионная емкость. Генератор дополнительного тока неосновных носителей I'_0 действует в особых случаях, когда диод используется как преобразователь различных видов энергии.

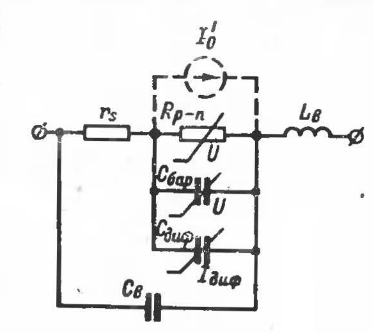


Рис. 11. Общая эквивалентная схема полупроводникового диода.

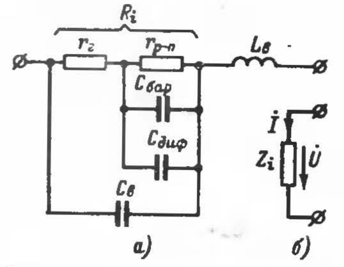


Рис. 12. Эквивалентная схема полупроводникового диода для переменного тока.

В некоторых случаях удобно рассматривать физическую эквивалентную схему полупроводникового диода только по переменному току, в которой постоянные составляющие не учитываются (рис. 12,*а*). В данной эквивалентной схеме R_i — дифференциальное сопротивление диода, а $C_{бар}$ и $C_{диф}$ — емкости перехода в точке, соответствующей заданному режиму покоя. *Эквивалентная схема диода по переменному току* образует некоторое комплексное сопротивление $Z_i=\dot U/\dot I$ (рис. 12,*б*), которое можно рассматривать как комплексное динамическое сопротивление диода.

ПАРАМЕТРЫ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ СПЕЦИАЛЬНОГО НАЗНАЧЕНИЯ

Силовые диоды предназначаются в основном для выпрямления токов промышленной частоты, но могут использоваться и для других целей. Это плоскостные диоды с относительно большой площадью *p-n* перехода.

Кроме параметров, указанных в § 3, силовые диоды дополнительно характеризуются электрическими величинами, определяющими их работу в выпрямителях:

$I_{обр}$ — обратный ток при некоторой величине обратного напряжения (обычно $U_{обр.макс}$), мкА;

$I_{пр.макс}$ — максимально допустимый прямой ток (иногда допустимый выпрямительный ток $I_{выпр}$), мА или А;

$U_{пр.макс}$ — максимально допустимое значение прямого напряжения (иногда среднее за период значение прямого напряжения), В;

$U_{обр.макс}$ — допустимое значение обратного напряжения (иногда среднее за период значение обратного напряжения), В.

Рис. 13. Эквивалентная схема высокочастотного диода.

На частотах, на которых обычно работают силовые диоды, реактивными элементами диода можно пренебречь, и его эквивалентная схема сводится к одному активному сопротивлению r_s+R_{p-n}.

Высокочастотные диоды используются для выпрямления токов высокой частоты, детектирования радиосигналов, а также для других нелинейных преобразований.

Основным параметром высокочастотных диодов является его частотный диапазон, в пределах которого диод может эффективно выполнять свои функции. Частотные свойства диода можно выявить при анализе его коэффициента выпрямления с помощью эквивалентной схемы (рис. 11).

На высоких частотах индуктивностью $L_в$ и емкостью $C_в$ можно пренебречь: их действие сказывается лишь в диапазоне СВЧ. Емкость *p-n* перехода высокочастотного диода с некоторой погрешностью можно считать независимой от внешнего напряжения и равной барьерной емкости *p-n* перехода при $U=0$, т. е. $\approx C_0$. Таким образом, для высокой частоты эквивалентная схема диода принимает вид, показанный на рис. 13,*а*.

Аналогично выражению (14) можно ввести понятие коэффициента выпрямления диода для высокой частоты

$$k'_в = \frac{|Z_{обр}|}{|Z_{пр}|} \text{ при } U = \pm 1 \text{В}.$$

Под величиной $U=\pm 1$ В можно понимать амплитудное значение напряжения высокочастотного колебания, приложенного к диоду при отсутствии сопротивления нагрузки.

При положительном полупериоде $R_{p-n} \ll r_s$, поэтому $|Z_{пр}| \approx r_s$ (рис. 13,*б*). При отрицательном полупериоде R_{p-n} велико по сравнению с сопротивлением емкости C_0 (на частоте ω), поэтому $|Z_{обр}| \approx \approx |r_s+1/(j\omega C_0)|$ (рис. 13,*в*). Ограничиваясь областью частот, на которых $r_s \ll 1/(\omega C_0)$, получим $|Z_{обр}| \approx |1/(j\omega C_0)| = 1/(\omega C_0)$. Следовательно,

$$k'_в \approx \frac{|Z_{обр}|}{|Z_{пр}|} \approx \frac{1}{\omega C_0 r_s},$$

откуда условием эффективной работы диода является выполнение неравенства

$$\omega C_0 r_s \ll 1. \quad (16)$$

Условно граничной частотой диода $f_{гр}$ считают частоту, на которой $k'_в = k_в/\sqrt{2}$.

Для выполнения неравенства (16) на высокой частоте требуется малая емкость *p-n* перехода и малое сопротивление базы. Поэтому для работы на высокой частоте используют обычно точечные диоды с базой, выполненной из низкоомного (высоколегированного) полупроводника. При этом емкость *p-n* перехода не превышает нескольких единиц пикофарад, а диапазон рабочих частот простирается до 200 МГц. Так как площадь *p-n* перехода у точечных диодов относительно мала, то допустимая мощность рассеивания у них обычно не превышает 20—30 МВт, а значение прямого тока — нескольких десятков миллиампер.

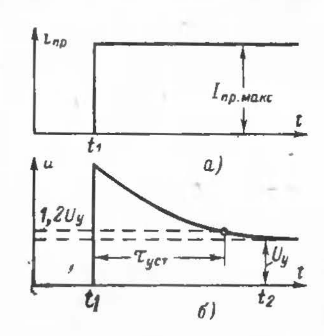


Рис. 14. Временные диаграммы, иллюстрирующие работу диодного ключа.

Сверхвысокочастотные диоды используются для детектирования, умножения и преобразования частоты колебаний СВЧ. Точечный контакт сверхвысокочастотных диодов образуется кристаллом и иглой с острозаточенным острием. Вследствие малой емкости *p-n* перехода (десятые доли пикофарады) эти диоды успешно работают до частоты 10 ГГц. Сверхвысокочастотные диоды характеризуются дополнительными параметрами.

Чувствительность по току — этот параметр определяется отношением выпрямленного тока $I_{выпр}$ к колебательной мощности $P_{вх\sim}$, подведенной ко входу детектора и характеризует собой полезный эффект детектирования

$$k_i = I_{выпр}/P_{вх\sim}, \text{ мА/мВт}.$$

Потери преобразования — параметр характеризует смесительные свойства диода. Он представляет собой выраженное в децибелах отношение мощности сигнала $P_{вх\sim}$, подведенного к преобразователю, к мощности преобразованного сигнала $P_{пр\sim}$:

$$L_{пр} = 10 \lg \frac{P_{вх\sim}}{P_{пр\sim}}, \text{ дБ}.$$

Коэффициент шума — параметр представляет собой отношение мощности шумов, порождаемых диодом, к мощности шумов, порождаемых резистором, сопротивление которого равно R_i:

$$k_ш = P_ш/P_{шRi}.$$

Импульсные диоды предназначены для работы в ключевых схемах. Кроме обычных параметров, качество этих диодов оценивается некоторыми специальными параметрами, характеризующими переходные процессы в приборе при быстрых изменениях тока и напряжения. На рис. 14,*а*, *б* показан результат воздействия на диод скачка прямого максимально допустимого тока. После появления прямого тока наблюдается некоторое снижение прямого сопротивления дио-

да. Так как ток постоянен, то этот переходный процесс можно наблюдать на временной диаграмме прямого напряжения, выделяющегося на диоде (рис. 14,*б*).

Интервал времени от начала импульса прямого тока до момента, когда прямое напряжение на диоде уменьшится до уровня 1,2 от установившейся величины $U_у$, называется временем установления и обозначается $\tau_{уст}$.

Физический смысл переходного процесса установления прямого сопротивления диода можно пояснить следующим образом. При появлении прямого тока в базе диода происходит накопление неравно-

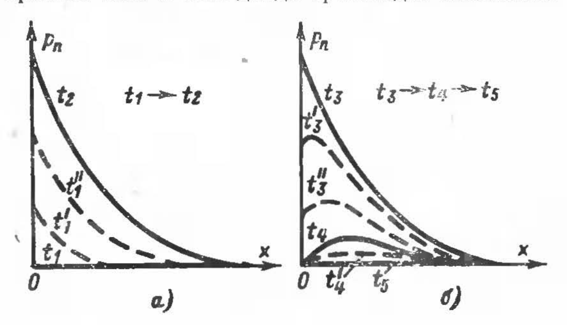


Рис. 15. Распределение неравновесных носителей в базе диода.

весных носителей (например, дырок) и устанавливается их распределение концентрации согласно формуле (5) (рис. 5). Как известно, при ограниченной величине тока накопление заряда мгновенно произойти не может. На рис. 15,*а* показаны изменения, происходящие в распределении концентрации неравновесных носителей в базе для промежутка времени между моментами t_1 и t_2 (можно считать, что в момент времени t_2 переходный процесс практически заканчивается). По закону электростатической индукции неравновесные заряды притягивают к месту своего расположения заряды противоположного знака — основные носители области базы (электроны), что и приводит к некоторому снижению ее сопротивления.

На рис. 16,*а*, *б* показан результат воздействия на диод скачка напряжения при его переключении с прямого направления на обратное, равное $U_{обр.макс}$. При этом инжектирование носителей из эмиттера в базу прекращается и неравновесный заряд начинает рассасываться вследствие рекомбинации неравновесных носителей с основными носителями базы. Одновременно с этим возникают условия для диффузии некоторого количества неравновесных носителей в направлении *p-n* перехода, который они свободно переходят как неосновные носители. Поэтому обратный ток в начальный момент после переключения оказывается значительным, а обратное сопротивление диода — примерно равным сопротивлению базы $R'_{обр} \approx r_б$.

На рис. 15,*б* показаны последовательные стадии рассасывания неравновесного заряда и изменения, происходящие в распределении концентрации неравновесных носителей в базе диода.

В интервале времени между $t_з$ и t_4 обратный ток примерно постоянен и равен $I'_{обр} \approx U_{обр.макс}/r_б$, а это означает, что градиент

концентрации неравновесных носителей на границе базы с *p-n* переходом при уменьшении самой концентрации в этом сечении также остается постоянным.

В интервале между t_4 и t_5 градиент концентрации неравновесных носителей убывает вместе с рассасыванием оставшейся части неравновесного заряда. При этом обратный ток диода убывает (примерно по экспоненте) до обычного значения $I_{обр}$, т. е. происходит восстановление высокого обратного сопротивления диода $R_{обр} \gg R_{пр}$.

Интервал времени от момента переключения диода с прямого на обратное направление до момента установления его высокого обратного сопротивления называется временем восстановления и обозначается $\tau_{вос}$ (рис. 16,*б*).

Как известно, накопление неравновесных носителей в приконтактных областях *p-n* перехода соответствует процессам формирования и заряда диффузионной емкости, а диффузия неравновесных носителей в направлении *p-n* перехода при рассасывании неравновесного заряда соответствует процессам разряда и ликвидации этой емкости. Следовательно, чем меньше $C_{диф}$, тем быстрей (при прочих равных условиях) протекают переходные процессы в диоде, т. е. $\tau_{уст}$ и $\tau_{вос}$ оказываются меньшими.

Рис. 16. Временные диаграммы, иллюстрирующие работу диодного ключа.

Для уменьшения диффузионной емкости диода согласно формуле (6) необходимо уменьшить время жизни неравновесных носителей. Это достигается увеличением удельной проводимости области базы, а также легированием полупроводника базы золотом (или медью).

Примесные атомы золота в полупроводнике являются своеобразными ловушками, которые относительно легко захватывают электроны проводимости и дырки, способствуя тем самым их быстрой взаимной рекомбинации.

В качестве дополнительных параметров для импульсных диодов иногда указывают максимальное прямое импульсное напряжение $U_{пр.и.макс}$ и максимальный импульсный ток $I_{пр.и.макс}$, а также их отношение $R_{пр.и} = U_{пр.и.макс}/I_{пр.и.макс}$, называемое импульсным сопротивлением диода.

Упрощенная эквивалентная схема импульсного диода изображена на рис. 17,*а*. В этой схеме не учитывается влияние емкости и индуктивности вводов. Барьерную емкость считают неизменной и примерно равной C_0. Сопротивление базы $r_б$ и диффузионная емкость $C_{диф}$ являются нелинейными элементами, величина которых зависит от неравновесного заряда $Q_н$. Так как в процессе переключения диода происходит накапливание, а затем рассасывание неравновесного заряда $Q_н$, сопротивление базы $r_б$ и диффузионная емкость $C_{диф}$ после очередного переключения изменяются во времени по

определенному закону. Упрощенная эквивалентная схема импульсного диода для прямого направления показана на рис. 17,*б*. Так как в прямом направлении $r_б \gg R_{p-n пр}$, то сопротивлением $R_{p\ nпр}$ и подключенными к нему параллельно емкостями можно пренебречь. В данной схеме: $r_б(0)$ — сопротивление базы диода в момент переключения, $r_{б.уст}$ — установившиеся сопротивление базы, $L_н$ — индуктивность, с помощью которой моделируется переходный процесс в базе диода. Произведение $[r_б(0)-r_{б.уст}]\,L_н$ должно соответствовать постоянной времени переходного процесса установления прямого сопротивления импульсного диода.

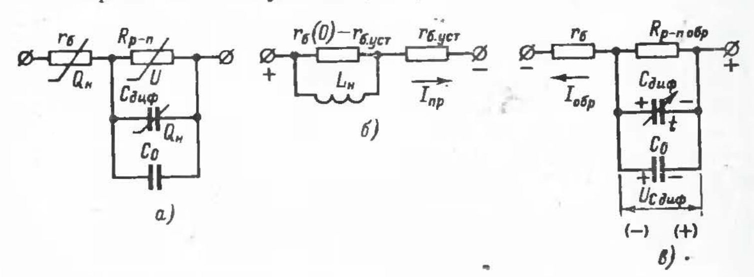


Рис. 17. Эквивалентная схема импульсного диода.

Упрощенная эквивалентная схема импульсного диода для обратного напряжения показана иа рис. 17,*в*. На этой схеме диффузионная емкость $C_{диф}$ является переменной емкостью, которая уменьшается прямо пропорционально уменьшению неравновесного заряда $C_{диф}=AQ_н$. Поэтому в процессе разряда диффузионной емкости напряжение на ней остается практически неизменным и равным

$$U_{C диф}=Q_н/C_{диф}\approx Q_н/(AQ_н)=1/A=\text{const},$$

что и предопределяет относительно большое и постоянное значение обратного тока для данного промежутка времени (t_4-t_3, на рнс. 16,*б*)

$$I'_{обр}=(U_{обр}+U_{C диф})/r_б\approx\text{const}.$$

После разряда диффузионная емкость перестает существовать (так как при обратном включении отсутствует ток диффузии), барьерная емкость перезаряжается, после чего в импульсном диоде восстанавливается относительно большое обратное сопротивление

$$R_{обр}=r_б+R_{p-n обр}\approx R_{p-n обр}.$$

Стабилитроны представляют собой диоды, на вольт-амперной характеристике которых имеется большой и хорошо выраженный участок электрнческого пробоя (рис. 18,*а*). Для стабилитрона этот участок является рабочим.

Подобной вольт-амперной характеристикой обладают сплавные диоды с базой, изготовленной из низкоомного (высоколегированного) полупроводникового материала. При этом образуется тонкий *p-n* переход с очень четкими границами, что и создает условия для возникновения резкого электрического пробоя при относительно низких обратных напряжениях.

В германиевых диодах электрический пробой быстро переходит в тепловой, поэтому в качестве стабилитронов применяются обычно кремниевые диоды. обладающие большей устойчивостью в отношении теплового пробоя.

Максимально допустимая мощность, рассеиваемая стабилнтроном, ограничивает рабочий участок стабилитроиа и определяется по формуле (12) нлн (13), т. е. зависит от тех же факторов, что и у обычного диода.

Кремниевые стабилитроны используют для стабилизации напряжений источников питания и для некоторых других целей. Их иногда называют о п о р н ы м и д и о д а м и.

Следует помнить, что опорный диод в схему стабилизации обычно включают в обратном (запорном) направлении. Прямая ветвь вольт-амперной характеристики кремниевого диода, в том числе и опорного, имеет резкий излом, поэтому для стабилизации малых напряжений порядка 1,3 В можно использовать кремниевые диоды, включенные в прямом направлении.

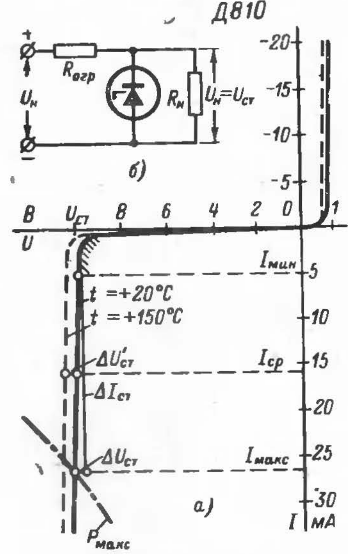


Рис. 18. Вольт-амперная характеристика кремниевого стабилитрона и схема стабилизации.

Стабилитроны характеризуются следующими основными параметрами.

Напряжение стабилизации $U_{ст}$ — соответствует точке на средине рабочего участка. Так как рабочий участок (участок электрического пробоя диода) почти параллелен оси ординат, то можно считать, что $U_{ст}\approx U_{проб}$.

Максимальный и минимальный токи стабилизации $I_{макс}$ и $I_{мин}$. Максимальный ток определяется отношением максимально допустимой мощности к напряжению стабилизации

$$I_{макс}=P_{макс}/U_{ст}.$$

Минимальный ток определяется гарантированной устойчивостью состояния электрического пробоя *p-n* перехода.

Среднее значение тока стабилизации

$$I_{ср}=(I_{макс}+I_{мин})/2.$$

Динамическое (или *дифференциальное*) *сопротивление* в рабочей точке (при среднем значении тока стабилизации $I_{ср}$) $R_i=\Delta U_{ст}/\Delta I_{ст}$ (от единиц до десятков ом).

Этот параметр характеризует основное свойство стабилитрона. Чем меньше R_i, тем лучше осуществляется стабилизация.

Статическое сопротивление или *сопротивление опорного диода постоянному току* в рабочей точке

$$R_0 = U_{ст}/I_{ср}.$$

Иногда пользуются параметром, который называется *коэффициентом нелинейности* или *добротностью стабилитрона*

$$Q_{ст} = R_0/R_i \geqslant 100.$$

Одним из наиболее важных параметров стабилитрона является *температурный коэффициент напряжения*

$$\text{ТКН} = \Delta U'_{ст}/(U_{ст}\Delta T), \ \text{К}^{-1}.$$

Он показывает относительное изменение напряжения стабилизации при изменении температуры окружающей среды на один градус при среднем значении тока (иногда выражается в процентах).

Физический смысл ТКН можно пояснить следующим образом. На рис. 18,*а* показаны две характеристики стабилитрона при разных температурах окружающей среды: $t_1 = +20\,°C$ и $t_2 = 150\,°C$. Увеличение температуры на $\Delta T = t_2 - t_1 = 130\,°C$ вызывает изменение напряжения стабилизации ($U_{ст} = 10$ В) на величину $\Delta U'_{ст} \approx 0{,}6$ В, следовательно, для этого стабилитрона $\text{ТКН} = 0{,}6/(10 \cdot 130) \approx 0{,}46 \cdot 10^{-3}$ К$^{-1}$ (или 0,046% К$^{-1}$).

Рис. 19. Временная диаграмма напряжения источника и напряжения на нагрузке.

На рис. 18,*б* показана схема стабилизации напряжения источника питания для нагрузки $R_н$. Величину ограничительного резистора $R_{огр} \gg R_i$ рассчитывают так, чтобы при номинальном значении напряжения источника питания $U_{и.ном}$ через опорный диод протекал ток $I_{ср}$. В этом случае при изменениях напряжения $U_и$ (в определенных пределах) напряжение на нагрузке будет равным $U_н = U_{ст} \approx \text{const}$. Пульсации напряжения на выходе выпрямительной схемы, используемой в качестве источника питания нагрузки, могут служить примером нестабильности данного источника (рис. 19,*а*).

На рис. 20 опорный диод представлен эквивалентной схемой. В этой схеме R_0 — статическое сопротивление диода, R_i — динамическое сопротивление диода; сопротивление $R_0 - R_i$, входящее как элемент в схему, зашунтировано большой емкостью C, которая для переменной составляющей (в общем случае для любых изменений) тока представляет собой короткое замыкание.

Пользуясь полученной схемой, найдем коэффициент пульсаций напряжения на нагрузке $k_{п.н} = U_{нm}/U_н = U_{нm}/U_{ст}$ (рис. 19,*б*):

$$U_н = U_{ст} = \frac{U_{и.ном}}{R_{огр} + \dfrac{R_0 R_н}{R_0 + R_н}} \, \frac{R_0 R_н}{R_0 + R_н} = \frac{U_{и.ном}}{1 + \dfrac{R_{огр}}{R_0} + \dfrac{R_{огр}}{R_н}};$$

$$U_{нm} = \frac{U_{иm}}{R_{огр} + \dfrac{R_i R_н}{R_i + R_н}} \, \frac{R_i R_н}{R_i + R_н} = \frac{U_{нm}}{1 + \dfrac{R_{огр}}{R_i} + \dfrac{R_{огр}}{R_н}}.$$

Отсюда

$$k_{п.н} = \frac{U_{иm}}{U_{и.ном}} \, \frac{1 + R_{огр}/R_0 + R_{огр}/R_н}{1 + R_{огр}/R_i + R_{огр}/R_н} = k_{п.и} A,$$

где

$$A = \frac{1 + R_{огр}/R_0 + R_{огр}/R_н}{1 + R_{огр}/R_i + R_{огр}/R_н} \ll 1,$$

так как $R_0 \gg R_i$, а $R_{огр}$ одного порядка с $R_н$.

Следовательно, $k_{п.н} \ll k_{п.и}$, т. е. напряжение на нагрузке оказывается более стабильным, чем напряжение источника питания.

Варикапы — это полупроводниковые диоды, которые используются в качестве электрически управляемой емкости. Принцип действия варикапов основан на свойстве барьерной емкости обратно смещенного *p-n* перехода изменять свою величину в зависимости от приложенного к нему напряжения. На рис. 21,*а* показана зависимость $C_{бар} \approx \varphi(U)$ согласно формуле (4). Варикапы широко используются в схемах автоматической подстройки частоты, амплитудной и частотной модуляции, в схемах параметрических усилителей и др., поэтому их иногда называют *параметрическими диодами*.

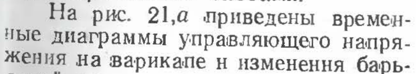


Рис. 20. Эквивалентная схема стабилитрона, работающего в качестве сглаживающего фильтра.

На рис. 21,*а* приведены временные диаграммы управляющего напряжения на варикапе и изменения барьерной емкости *p-n* перехода. Напряжение $U_{см}$ является напряжением смещения, которое определяет положение рабочей точки *PT*. От обычных диодов варикапы отличаются только лучшими емкостными параметрами и характеристиками.

Основными параметрами варикапов являются:

Добротность Q_C, представляющая собой добротность конденсатора, роль которого выполняет варикап.

На рис. 21,*б* показана эквивалентная схема диода, включенного в обратном направлении.

На низкой частоте $1/(\omega C_{бар}) \gg r_s$, поэтому сопротивлением r_s можно пренебречь. Добротность конденсатора, шунтированного сопротивлением, определяется выражением

$$Q_C = \omega C_{бар} R_{обр}. \tag{17}$$

На высокой частоте $1/(\omega C_{бар}) \ll R_{обр}$, поэтому обратным сопротивлением *p-n* перехода можно пренебречь. Добротность конденсатора с последовательно подключенным сопротивлением r_s определяется выражением

$$Q_C = 1/(\omega C_{бар} r_s). \tag{18}$$

Если ограничить снизу значение добротности единицей, то из равенств (17) и (18) можно получить *частотный диапазон варикапа*

$$\omega_{макс}=1/(C_{бар}r_б);\ \omega_{мин}=1/(C_{бар}R_{обр}).$$

Следовательно, высокочастотные варикапы должны иметь малое сопротивление базы (германиевые или арсенид-галлиевые диоды с малой толщиной базы и с высокой концентрацией примеси, у которых $r_б=2\div6$ Ом), а низкочастотные — высоким сопротивлением обратно смещенного *p-n* перехода (кремниевые диоды $R_{обр}=1$ МОм).

Номинальная емкость варикапа $C_{ном}$ — представляет собой барьерную емкость *p-n* перехода при заданном напряжении смещения. Для высокочастотных варикапов она составляет несколько десятков, а для низкочастотных — десятки тысяч пикофарад. Получить такую барьерную емкость у низкочастотных варикапов можно лишь при большой площади *p-n* перехода ($s_{p-n}=0,1\div10$ см²), который обычно создают на основе кремния методом диффузии.

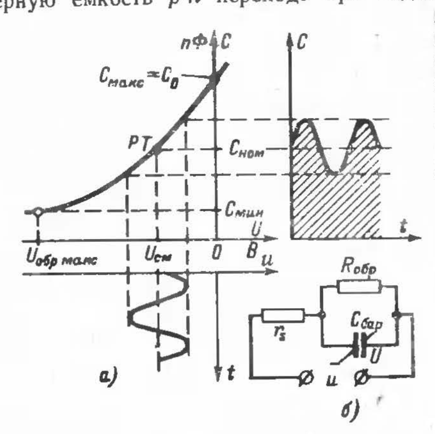


Рис. 21. Эквивалентная схема варикапа и зависимость барьерной емкости от внешнего напряжения.

Коэффициент перекрытия по емкости

$$k_C=C_{макс}/C_{мин}=5\div10,$$

где $C_{макс}$ — максимальная емкость варикапа; она ограничивается значением C_0, так как очень малое сопротивление открытого *p-n* перехода оказывает сильное шунтирующее действие на емкость и резко снижает ее добротность; $C_{мин}$ — минимальная емкость варикапа; она ограничивается обратным допустимым напряжением *p-n* перехода (рис. 21,*а*).

Стабильность работы варикапа характеризуется величиной *температурного коэффициента емкости*

$$\text{ТКЕ}=\frac{\Delta C}{C_{ном}\Delta T},\ \text{К}^{-1}.$$

Он представляет собой относительное изменение номинальной емкости варикапа, приходящееся на один градус изменения температуры окружающей среды.

Рассмотрим работу параметрического диода в режиме усиления. Известно, что обычный колебательный контур как пассивный четырехполюсник не усиливает сигнал по мощности. С помощью управляемого параметра контура, например его емкости, можно добиться значительного усиления сигнала по мощности. Принцип параметрического усиления хорошо иллюстрируется следующим примером.

Пусть имеется последовательный колебательный контур, в котором можно сдвигать и раздвигать пластины конденсатора (рис. 22). В этой схеме $r_к$ — сопротивление собственных потерь контура, $R'_н$ — пересчитанное в контур сопротивление нагрузки.

Если в процессе колебаний (создаваемых источником u_c) быстро раздвигать пластины в моменты максимумов напряжения на конденсаторе, то придется совершать работу, растягивая заряженные пластины. Сближая эти пластины в моменты $u_c=0$ механический источник обратно затраченной энергии не получит.

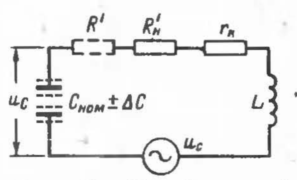


Рис. 22. Колебательный контур с управляемой емкостью.

В процессе растягивания и сближения пластин периодически меняется емкость конденсатора, т. е. один из параметров контура. Важным здесь является то, что в моменты разряда конденсатор приобретает меньшую емкость и разряжается под большим напряжением, а в моменты заряда увеличивающаяся емкость конденсатора обусловливает накопление на его пластинах большего заряда (рис. 23).

Из сказанного следует, что частота, с которой нужно менять емкость, в 2 раза выше частоты сигнала при строго определенных фазовых соотношениях. В реальных схемах изменение емкости контура осуществляется не механическим, а электрическим путем, например с помощью емкости параметрического диода, которой управляет синусоидальное напряжение специального генератора накачки. Изменение емкости не скачком, а по гармоническому закону не меняет характера явления.

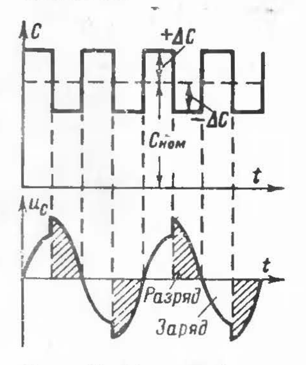


Рис. 23. Временная диаграмма изменений емкости конденсатора и диаграмма напряжения на обкладках конденсатора.

Передачу энергии в контур, частично компенсирующую его потери, можно истолковать как результат действия некоторого отрицательного сопротивления $R'<0$, вносимого в контур генератором накачки с помощью параметрического диода (рис. 22).

При отсутствии накачки мощность, поступающая в нагрузку от источника сигнала: $P_н=P_cR'_н/(R'_н+r_к)$, а коэффициент передачи по мощности $K_p=P_н/P_c=R'_н/(R'_н+r_к)<1$ меньше единицы, как и у пассивного четырехполюсника. При наличии накачки, выполняемой с соблюдением частотных и фазовых соотношений, $P_н=P_cR'_н/(R'+R'_н+r_к)$, из чего видно, что при $|R'|>r_к$: $P_н>P_c$ и $K_p>1$.

Рис. 24. Эквивалентная схема варикапа.

Так как параметрический диод наиболее часто включают не в контур, а параллельно ему, то его эквивалентную схему удобно представлять не в виде сопротивлений, а в виде проводимостей (рис. 24), где $g_{iобр}=1/R_{iобр}$ — активная проводимость диода в рабочей

точке, $C_{д.ном}$ — номинальная емкость диода, которая согласно рис. 21,*а*, *б* примерно равна номинальной барьерной емкости, $g_н < 0$ — отрицательная проводимость, учитывающая результат действия генератора накачки.

ТРАНЗИСТОРЫ

УСТРОЙСТВО ТРАНЗИСТОРОВ

Транзисторы представляют собой полупроводниковые приборы, состоящие из двух электронно-дырочных переходов, выполненных в одном кристалле (рис. 25,*а*).

В транзисторе имеются три области: *эмиттерная, базовая* и *коллекторная.* Переход, который образуется на границе областей эмиттер — база, называется *эмиттерным,* а на границе база — коллектор *коллекторным.* Проводимость базы может быть как дырочной, так и электронной, соответственно различают транзисторы со структурами *n-p-n* и *p-n-p* (рис. 25,*а*).

Принцип работы транзисторов обоих типов одинаков, различие заключается в том, что в транзисторе со структурой *n-p-n* ток, текущий через базу, создают электроны, инжектированные эмиттером в базу, а в транзисторе *p-n-p* этот ток создают дырки. В усилительном режиме работы транзистора эмиттерный переход смещают в прямом направлении, коллекторный — в обратном (рис. 25,*а*).

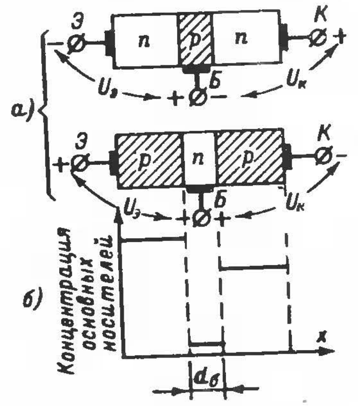


Рис. 25. Изображение трехслойных структур транзистора типов *n-p-n* и *p-n-p* и распределение концентрации основных носителей вдоль структуры транзистора в равновесном состоянии.

В транзисторе осуществляется взаимное влияние переходов друг на друга. Для эффективного воздействия эмиттерного перехода на коллекторный необходимо выполнение следующих основных требований.

Толщина базы транзистора должна быть много меньше диффузионной длины пробега инжектируемых в нее носителей: $L_p \gg d_б = 1{,}5 \div 25$ мкм.

База должна иметь концентрацию основных носителей много меньше концентрации основных носителей в области эмиттера. На рис. 25,*б* показано распределение концентрации основных носителей для равновесного состояния вдоль структуры транзистора, имеющего равномерное распределение соответствующих примесей и резкие границы между областями. Концентрацию основных носителей в области коллектора обычно делают несколько меньшей, чем в области эмиттера.

Площадь коллекторного перехода должна быть в несколько раз больше площади эмиттерного перехода.

Необходимость выполнения этих требований при создании транзисторов будет пояснена в дальнейшем.

На рис. 26 показано устройство *сплавного транзистора.* При его изготовлении в германиевую пластинку, обладающую электронной проводимостью, вплавляют с противоположных сторон индиевые электроды. Контакт к базовой области выполняют в виде кольца, окружающего эмиттерный переход. Материалами для базового контакта обычно служат олово или золото с небольшим количеством донорной или акцепторной примеси в зависимости от типа проводимости материала базы.

Рис. 26. Разрез кристалла плоскостного транзистора типа *p-n-p*.

В настоящее время наиболее перспективной является планарная технология. На рис. 27 показано сечение кристалла кремниевого *планарного транзистора* со стркутурой *n-p-n.* При его изготовлении на кремниевую пластину, имеющую электронный тип проводимости, накладывают временную «маску» с окном, через которое в вакуумной печи осуществляют диффузию атомов акцепторной примеси. Затем на то же место накладывают «маску» с меньшим окном и осуществляют диффузию атомов донорной примеси с высокой концентрацией, но меньшей глубиной проникновения. При введении примеси диффузионным методом ее концентрация убывает в направлении проникновения примерно по экспоненциальному закону.

На рис. 28 показано распределение концентрации доноров в исходном кристалле *1,* распределение продиффундировавших акцепторов *2* и доноров *3,* а также результирующее распределение концентрации некоторой эквивалентной примеси, определяющей проводимость полупроводника *4.* Таким образом, актепторы, продиффундировавшие глубже доноров, образуют в толще пластины коллекторный переход. А между областью, через которую продиффундировали акцепторы и доноры вместе, и областью, через которую продиффундировали только акцепторы, образуется эмиттерный переход. В соответствующих местах пластины создают невыпрямляющие контакты с выводами (рис. 27).

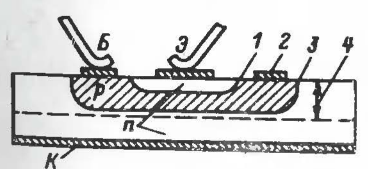


Рис. 27. Разрез кристалла планарного транзистора типа *n-p-n.*

1 — эмиттерный переход; *2* — контактное кольцо базы; *3* — коллекторный переход; *4* — эпитаксиальная пленка (при эпитаксиальной технологии).

Планарные транзисторы часто изготовляют с эпитаксиальным слоем в области коллекторного перехода.

Применяется также комбинированный метод, при котором коллекторный переход получают посредством диффузии донорной примеси в пластину германия с *p*-проводимостью, а эмиттерный переход

получают сплавленнем индия со слоем, в который произведена диффузия доноров.

Если в базе транзистора примесь распределена неравномерно, то в ней возникает электрическое поле. Так, например, у транзистора со структурой *n-p-n* (рис. 28) концентрация акцепторов возле эмиттера больше, чем у коллектора. Соответственно и дырок (как основных носителей) возле эмиттера возникает больше, чем возле коллектора. При диффузионном выравнивании их концентрации возле эмиттерного перехода образуется отрицательный заряд нескомпенсированных акцепторов, а возле коллекторного — положительный заряд дырок, что приводит к появлению в базе транзистора электрического поля. При работе транзистора это поле вызывает дрейф электронов, инжектируемых эмиттером в базу, что способствует их быстрому перемещению в направлении коллектора. Такие транзисторы называют *дрейфовыми* в отличие от *бездрейфовых*, у которых концентрация примеси в базе распределена равномерно и собственное поле базы отсутствует.

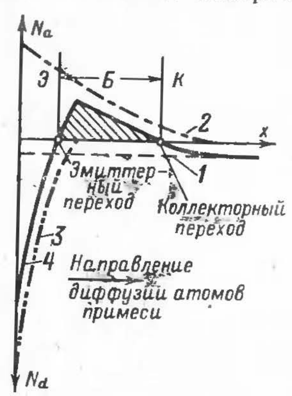


Рис. 28. Распределение концентрации примеси в кристалле транзистора, полученного методом диффузии.

В дальнейшем, кроме случаев, специально оговоренных, будет подразумеваться бездрейфовый транзистор со структурой *p-n-p*. В отдельных случаях для простоты рассуждений будет считаться, что площади эмиттерного и коллекторного переходов транзистора одинаковы и равны площади поперечного сечения базы.

ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ТРАНЗИСТОРОВ

На рис. 29,*а* показан транзистор типа *p-n-p* с подключенными источниками питания, а на рис. 29,*б* приведено распределение потенциала φ вдоль структуры транзистора (штрих-пунктирной линией — без питающих напряжений, с источниками питания — сплошной). Следует обратить внимание на то, что образование эмиттерного и коллекторного переходов приводит к некоторому уменьшению реальной толщины базы $d'_б < d_б$.

При подключении $E_к$ происходит увеличение потенциального барьера коллекторного перехода, соответственно толщина перехода несколько увеличивается. В коллекторной цепи появляется слабый ток (как в полупроводниковом диоде при обратном напряжении). Этот ток называют собственным обратным током коллектора и обозначают $I_{к.о}$.

При подключении $E_э$ происходит снижение потенциального барьера эмиттерного перехода, соответственно его толщина уменьшается, в эмиттерной цепи появляется ток эмиттера. В дальнейшем для простоты рассуждений эмиттерный переход считается бесконечно тонким, а распределение потенциала в коллекторном переходе — линейным.

Ток эмиттера в основном определяется током диффузии, который состоит из электронной и дырочной составляющих $I_э = I_{эn} + I_{эp}$.

Если концентрация основных носителей в эмиттерной и базовой областях одинакова, то $I_{эn} = I_{эp}$. Но у транзистора база бедна основными носителями (электронами проводимости), а область эмиттера, наоборот, имеет очень высокую концентрацию основных носителей (дырок), поэтому дырочная составляющая тока эмиттера у транзистора много больше бесполезной электронной составляющей $I_{эp} \gg I_{эn}$.

Бесполезной в работе транзистора электронная составляющая оказывается потому, что она замыкается через цепь базы и не участвует в создании тока коллектора. Диффузия электронов из базы в эмиттер восполняется притоком в базу новых электронов из внешней цепи, что и определяет величину и направление электронной составляющей тока эмиттера. Для цепи базы $I_{эn}$ является одной из составляющих тока базы (рис. 29,*а*).

Отношение

$$I_{эp}/I_э = I_{эp}/(I_{эp} + I_{эn}) = \gamma = 0{,}98 \div 0{,}995$$

называется *эффективностью эмиттера*.

Дырочная составляющая тока эмиттера определяется переходом дырок из эмиттера в базу. Инжектированные в базу дырки под действием тепловой диффузии, стремящейся выравнить их концентрацию по всему объему базы, перемещаются в направлении коллектора. Так как напряжения источников питания выделяются в основном на переходах, обладающих в сравнении с тонкой базой относительно большими сопротивлениями, то можно считать, что электрическое поле в базе у такого транзистора практически отсутствует и перемещение дырок от эмиттера к коллектору происходит только за счет диффузии. При непрерывной инжекции ($I_э$=const) в базе устанавливается соответствующее распределение концентрации дырок, что и предопределяет их перенос через базу. Например, току $I_{э2}$ соответствует кривая распределения 2, показанная на рис. 29,*в*.

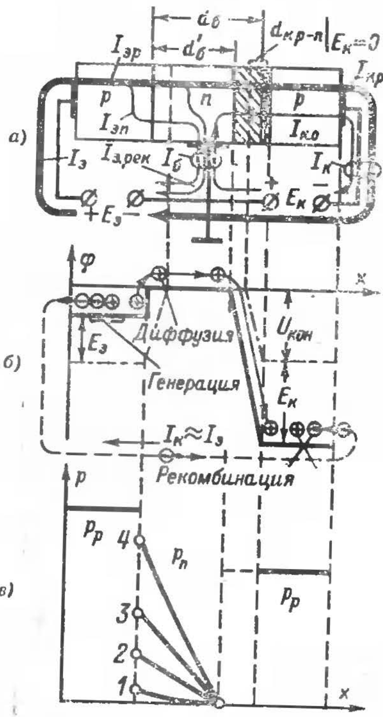


Рис. 29. Распределение токов в транзисторе (*а*), распределение потенциала вдоль структуры транзистора (*б*), распределение концентрации неравновесных носителей в базе при различных токах эмиттера (*в*).

Если увеличить прямое смещение эмиттерного перехода (увеличить $I_э$ до значения $I_{э3}$), то концентрация дырок около эмиттера возрастает, а около коллектора остается по-прежнему равной нулю

(кривая *3*, рис. 29,*в*). При этом увеличится градиент концентрации и, следовательно, возрастет диффузионный ток дырок к коллектору.

Пройдя к обратно смещенному коллекторному переходу, дырки совершенно свободно (как неосновные носители) переходят из базы в коллектор, увеличивая тем самым ток коллектора. Так как дырки переходят из базы в коллектор беспрепятственно, их концентрация на границе базы с коллекторным переходом оказывается практически равной нулю.

Некоторое количество дырок при своем движении в базе успевает рекомбинировать с электронами проводимости, вызывая тем самым дополнительный приток электронов в базу из внешней цепи. Это обусловливает разделение дырочной составляющей тока эмиттера

$$I_{эр}=I_{э.рек}+I_{кр},$$

где $I_{э.рек}$ — рекомбинационная составляющая тока эмиттера, совпадающая по направлению с $I_{эn}$ (замыкается через цепь базы); $I_{кр}$ — часть тока эмиттера, замыкающаяся через коллекторную цепь (рис. 29,*а*).

Как указывалось, при изготовлении транзистора базу делают тонкой и бедной основными носителями, а площадь коллекторного перехода — больше площади эмиттерного. При этом согласно рис. 26 на коллектор попадает подавляющее большинство инжектируемых эмиттером дырок, движущихся под действием диффузии в направлении уменьшения своей концентрации. Поэтому $I_{э.рек} \ll I_{кр}$. Отношение

$$I_{кр}/I_{эр}=I_{кр}/(I_{кр}+I_{э.рек})=\delta=0{,}98\div0{,}995$$

называется *коэффициентом переноса.*

Из сказанного следует, что у транзистора при обычном его режиме работы величина δ, как и γ, близка к единице.

Поэтому и отношение

$$\alpha_и=I_{кр}/I_э=I_{кр}I_{эр}/(I_{эр}I_э)=\delta\gamma=0{,}95\div0{,}99, \qquad (19)$$

называемое *интегральным коэффициентом передачи тока эмиттера,* также оказывается близким к единице. Этот коэффициент показывает, какая часть тока эмиттера замыкается через коллекторную цепь.

Интегральный коэффициент передачи тока эмиттера зависит от режима работы транзистора. На рис. 30 показана типичная зависимость

$$\alpha_и=f_1(I_э) \text{ при } U_к=\text{const}.$$

При очень малых прямых токах эмиттера $\alpha_и \ll 1$. Это объясняется тем, что в базе транзистора при малом токе эмиттера вследствие малого градиента концентрации дырок не создается условий для их быстрого переноса через базу (например, при токе $I_{э1}$ кривая *1* на рис. 29,*в*). Поэтому в данном случае большинство дырок рекомбинирует с электронами и слабый ток эмиттера почти целиком замыкается через базу, не достигая коллекторного перехода, т. е. $I_{кр}\approx 0$. Наиболее сильно это проявляется в кремниевых транзисторах, у которых база дополнительно легирована золотом (см. стр. 23).

Для случаев $I_{э2}$ и $I_{э3}$ (кривые *2* и *3* на рис. 29,*в*) создаются оптимальные условия для переноса дырок через базу: при этих токах

$I_{кр}\approx I_э$, т. е. $\alpha_и\approx 1$. При очень больших токах эмиттера в базе накапливается очень большой заряд, образованный дырками, который притягивает (через цепь базы) и удерживает в базе такой же по величине отрицательный заряд, образуемый электронами проводимости. Поэтому, несмотря на возросшую скорость дырок, двигающихся к коллектору, вероятность их рекомбинации с электронами значительно увеличивается. Это вызывает дополнительную потерю тока эмиттера и соответственно приводит к некоторому уменьшению $\alpha_и$.

Уменьшение этого параметра вызывается также увеличением электронной составляющей тока эмиттера, ибо удерживаемые в базе электроны увеличивают в ней концентрацию основных носителей, что, как известно, снижает эффективность эмиттера γ.

Изменение коллекторного напряжения также влияет на величину коэффициента $\alpha_и$. Это влияние объясняется зависимостью $\alpha_и$ от реальной толщины базы $d'_б$.

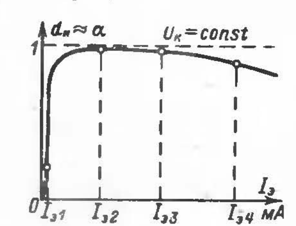


Рис. 30. Зависимость $\alpha_и$ от тока эмиттера.

Как известно, увеличение (по модулю) коллекторного напряжения вызывает уменьшение реальной толщины базы (рис. 31), при этом соответственно увеличивается коэффициент переноса δ (из-за уменьшения рекомбинационной составляющей тока эмиттера $I_{э.рек}$).

Если ток эмиттера при уменьшении $d'_б$ удерживать постоянным (рис. 31,*а*), то из-за неизменного градиента концентрации дырок их концентрация возле эмиттерного перехода (со стороны базы) уменьшается. Соответственно уменьшается и концентрация электронов (основных носителей базы), благодаря чему несколько возрастет эффективность эмиттера γ (из-за уменьшения электронной составляющей тока эмиттера $I_{эn}$).

Так как в транзисторе реальная толщина базы $d'_б$ много меньше диффузионной постоянной дырок в базе L_p, то возможные изменения $d'_б$ не могут привести к существенным изменениям коэффициентов δ и γ и, следовательно, коэффициента $\alpha_и=\delta\gamma$. Из сказанного следует, что изменения коллекторного напряжения при $U_к<0$ и $I_э=\text{const}$ очень слабо влияют на величину коллекторного тока.

Если напряжение на эмиттерном переходе $U_{эр\text{-}n}$ поддерживать постоянным, то при уменьшении реальной толщины базы $d'_б$ произойдет увеличение градиента концентрации дырок в базе (рис. 31,*б*) и ток эмиттера несколько возрастет. Это свидетельствует о некотором (относительно слабом) влиянии коллекторного перехода на эмиттерный переход. Можно считать, что при уменьшении реальной толщины базы происходит незначительное уменьшение сопротивления эмиттерного перехода, что и вызывает увеличение тока эмиттера.

Согласно рис. 29,*а* $I_э=I_{эn}+I_{эр}$; $I_б=I_{эn}+I_{э.рек}-I_{к.о}$; $I_к=I_{кр}+I_{к.о}$ или с учетом равенства (19)

$$I_к=\alpha_и I_э+I_{к.о}. \qquad (20)$$

Ток $I_{кр}=\alpha_и I_э$ представляет собой управляемую часть коллекторного тока. Собственный обратный ток коллектора $I_{к.о}$ не зависит от тока эмиттера, поэтому его иногда называют неуправляемым током коллектора.

Приведенные выражения токов $I_э$, $I_б$ и $I_к$ удовлетворяют первому закону Кирхгофа (рис. 32)

$$I_э = I_б + I_к, \tag{21}$$

откуда

$$dI_э = dI_б + dI_к. \tag{22}$$

В теории и практике расчетов транзисторных схем широко используют *дифференциальный коэффициент передачи тока эмиттера*,

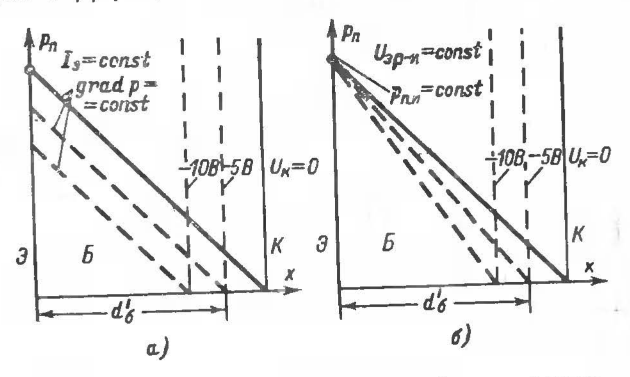


Рис. 31. Влияние реальной толщины базы на распределение концентрации дырок в базе.

а — при постоянном токе эмиттера; *б* — при постоянном напряжении на эмиттерном переходе.

определяемый отношением приращения тока коллектора к приращению тока эмиттера при неизменном напряжении коллектора:

$$\alpha = dI_к/dI_э \approx \Delta I_к/\Delta I_э \text{ при } U_к = \text{const},$$

откуда, учитывая равенство (20), получим:

$$\alpha = \frac{d(\alpha_и I_э + I_{к.о})}{dI_э}\bigg|_{U_к=\text{const}} = \alpha_и + I_э \frac{d\alpha_и}{dI_э}\bigg|_{U_к=\text{const}}.$$

На основании рис. 30 можно заключить, что при изменениях эмиттерного тока в пределах средних значений (обычных для усилительного режима) $\alpha_и = \text{const}$ при $U_к = \text{const}$, поэтому

$$\alpha \approx \alpha_и = 0{,}95 \div 0{,}99.$$

Транзистор характеризуется также *интегральным коэффициентом передачи тока базы*.

$$\beta_и = I_{кр}/(I_{эп} + I_{э.рек}) = (I_к - I_{к.о})/(I_б + I_{к.о}) = I_{кр}/(I_э - I_{кр}) = \\ = \alpha_и/(1 - \alpha_и). \tag{23}$$

На рис. 33 показана типичная зависимость

$$\beta_и = f_2(I_б) \text{ при } U_к = \text{const}.$$

Максимальному значению $\alpha_и$ соответствует максимум $\beta_и$. В соответствии с формулой (23) незначительное уменьшение $\alpha_и$ вызывает существенное уменьшение $\beta_и$.

Следует обратить внимание на то, что при токе базы $I_б = I_{эп} + I_{э.рек} - I_{к.о} = 0$ ток эмиттера не равен нулю, так как существуют составляющие $I_{эп} + I_{э.рек} = I_{к\,о} \neq 0$. Следовательно, $\alpha_и$ (в соответствии с рис. 30) и интегральный коэффициент передачи тока базы $\beta_{и0}$ согласно выражению (23) в этом режиме оказываются значительными. И только при $I_б \to -I_{к.о}$, когда $I_{эп} + I_{э.рек} \to 0$ (что возможно лишь при условии $I_э \to 0$), интегральные коэффициенты $\alpha_и$ и $\beta_и$ обращаются в нуль.

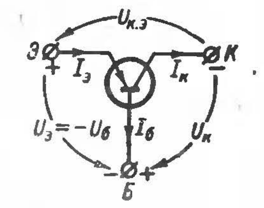


Рис. 32. Условное изображение транзистора *p-n-p*, на котором стрелками указаны принятые за положительные направления токов и направления отсчетов междуэлектродных напряжений.

В транзисторной технике широко используют также *дифференциальный коэффициент передачи тока базы*

$$\beta = dI_к/dI_б = dI_к/(dI_э - dI_к) = \alpha/(1-\alpha) \approx \Delta I_к/\Delta I_б \text{ при } U_к = \text{const}.$$

При средних значениях тока $I_э$, когда $\alpha_и \approx \alpha \approx 1$,

$$\beta_и \approx \beta \approx 1/(1-\alpha) \gg 1.$$

На практике иногда используют более простые, но менее точные соотношения $\alpha \approx \alpha_и \approx I_к/I_э$, $\beta \approx \beta_и \approx I_к/I_б$, которые справедливы при условии $I_к \gg I_б > I_{к.о}$.

Транзистор представляет собой управляемый электронный прибор. Величина его коллекторного тока зависит от величины тока эмиттера (или тока базы). Обратно смещенный коллекторный переход допускает включение источника э. д. с. $E_к \gg E_э$. Если в цепь эмиттера включить дополнительный источник э. д. с. $|\Delta E_э| < E_э \ll E_к$, то он будет расходовать мощность $\Delta P_э = \Delta E_э \Delta I_э$. При этом ток коллектора изменится на величину $\Delta I_к = \alpha \Delta I_э \approx \Delta I_э$ и в коллекторной цепи выделится дополнительная мощность $\Delta P_к = E_к \Delta I_к \approx E_к \Delta I_э \gg \Delta P_э$. В этом и проявляется усилительный эффект транзистора, который при надлежащем подборе параметров схемы может быть использован для усиления как мощности, так и напряжения сигнала. Изложенное показывает, что усиление мощности сигнала происходит с помощью транзистора за счет энергии источника питания $E_к$.

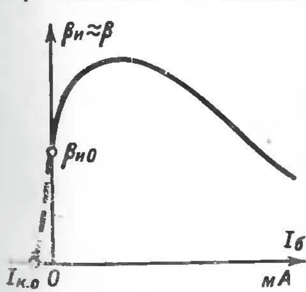


Рис. 33. Зависимость $\beta_и$ от тока базы.

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ ТРАНЗИСТОРА ПО ПОСТОЯННОМУ ТОКУ

Как и полупроводниковый диод, транзистор может быть представлен *эквивалентными схемами по постоянному току.*

Такие эквивалентные схемы помогают уяснить принцип действия транзистора, кроме того, с их помощью относительно просто объясняются некоторые особенности статических (электродных) характеристик транзистора, устанавливающих зависимости электродных токов от междуэлектродных напряжений.

Для построения эквивалентной схемы изобразим транзистор в виде трехслойной полупроводниковой структуры с подведенными к ней (согласно общему правилу) источниками питающих напряжений (рис. 34,*а*).

Как известно, источники питающих напряжений создают в транзисторе токи $I_э$; $I_к$; $I_б$. Рассматривая структуру транзистора, можно выделить из нее элементы электрической цепи, которые совокупным действием определяют эти токи. Между точками *Э* и *Б'* находится эмиттерный переход. Элемент $r_{эв}$ — это сопротивление постоянному току полупроводниковых областей, образующих эмиттерный переход. Элемент $r_{эп-р}$ — это нелинейное сопротивление самого эмиттерного перехода, которое зависит как от напряжения эмиттера, так и от напряжения коллектора $U_к$.

Рис. 34. Эквивалентные схемы транзистора по постоянному току.

Между точками *Б'* и *К* находится коллекторный переход. Элемент $r_{кв}$ — это сопротивление постоянному току полупроводниковых областей, образующих коллекторный переход. Область базы на эмиттерную и коллекторную части условно разделяют поперечным сечением, проходящим через точку *Б'*, расположенную внутри базы. Элемент $r_{кр-n}$ — это нелинейное сопротивление самого коллекторного перехода, которое в широких пределах зависит как от тока (напряжения) эмиттера, так и от напряжения коллектора.

Элемент $r'_б$—это нелинейное сопротивление области базы постоянному току базы. Оно образуется слабо легированной областью базы, которая для тока базы представляет собой пластинку с относительно большой длиной и малым сечением. Это сопротивление относительно велико (до сотен ом) и зависит от реальной толщины базы, т. е. в конечном итоге зависит от коллекторного напряжения.

На практике эквивалентную схему транзистора целесообразно несколько видоизменить. Сопротивление $r'_б$ очень слабо зависит от коллекторного напряжения, поэтому его можно считать линейным, т. е. постоянным (рис. 34,*б*).

Нелинейное сопротивление $r_{эр-n}$ целесообразно представить в виде двух элементов: нелинейного сопротивления $R_{эр-n}$, зависящего только от напряжения, выделяющегося на эмиттерном переходе $U_{эр-n}$, и некоторого отрицательного сопротивления, или генератора э. д. с. $-\mu_{к.э}U_к$, учитывающего влияние коллекторного напряжения на эмиттерный переход ($\mu_{к.э}$ — коэффициент пропорциональности между — $U_к>0$ и э. д. с. генератора).

Нелинейное сопротивление $r_{кр-n}$ также целесообразно представить в виде двух элементов: нелинейного сопротивления коллекторного перехода $R_{кр-n}$, зависящего только от напряжения, выделяющегося на этом переходе $U_{кр-n}$, и некоторого генератора тока $I_г=\alpha_н I_э$, учитывающего влияние тока эмиттера на коллектор.

Ток и напряжение, выделяющееся на нелинейных сопротивлениях в схеме на рис. 34,*б*, взаимно связаны выражением (3).

Сопротивления $R_{эр-n}$ и $r_{эв}$, а также сопротивления $R_{кр-n}$ и $r_{кв}$ представляют собой полупроводниковые диоды (рис. 34,*б*). Зависимые генераторы э. д. с. $-\mu_{к.э}U_к$ и тока $\alpha_н I_э$ отражают взаимное влияние переходов транзистора. Так как во всех реальных режимах $R_{кр-n}\gg r_{кв}$, поэтому в упрощенной эквивалентной схеме транзистора по постоянному току зависимый генератор тока $\alpha_н I_э$ можно соединять с точкой *К*, как это показано на рис. 34,*в*.

Эквивалентную схему, изображенную на рис. 31,*б*, можно использовать для пояснения статических (электродных) характеристик транзистора. На этой схеме в соответствии с рис. 32 указаны междуэлектродные напряжения и токи. Знаки характеризуют полярность междуэлектродных напряжений, а стрелки указывают на направление их отсчета. Так, $U_к$ — это напряжение на коллекторе относительно базы. При указанной на рис. 32 полярности оно отрицательно, например, $U_к=-5$ В. Напряжение $U_{к.э}$ отсчитывается на коллекторе относительно эмиттера. Напряжение $U_э$ отсчитывается на эмиттере относительно базы, а напряжение $U_б=-U_э$ — на базе относительно эмиттера. Из рис. 32 и 34,*б* следует, что вместе с равенством (21) всегда выполняется равенство

$$U_{к.э}=U_к-U_э=U_к+U_б. \qquad (24)$$

Между токами и указанными напряжениями существует связь, которая может быть выражена двумя уравнениями вида

$$I_к=\psi(U_к,\ U_э);\quad I_э=\varphi(U_к,\ U_э). \qquad (25)$$

Система из четырех взаимно независимых уравнений (21); (24) и (25) показывает, что при любых двух заданных из шести неизвестных $U_к$, $U_э$, $U_{к.э}$, $I_к$, $I_э$, $I_б$ остальные четыре могут быть определены, т. е. заданием любых двух из этих величин (аргументов) полностью определяется режим работы транзистора.

Статические электродные характеристики устанавливают зависимость электродного тока транзистора от одного из аргументов при фиксированной величине другого при бесконечно медленном изменении переменных величин. Задавая различные фиксированные значения аргументу, величина которого для каждой отдельной характеристики удерживается постоянной, получают семейства статических электродных характеристик. Эти семейства совершенно не зависят

от схемы включения транзистора и свойств внешних по отношению к нему цепей, т. е. определяются свойствами собственно прибора. Каждая точка на характеристиках семейств соответствует определенному статическому режиму транзистора.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ СХЕМ ТРАНЗИСТОРА ПО ПОСТОЯННОМУ ТОКУ ДЛЯ ОБЪЯСНЕНИЯ СТАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТРАНЗИСТОРА

В транзисторной технике наиболее широко применяются следующие основные семейства электродных характеристик, приспособленных к использованию транзистора в практических схемах усиления.

1. Эмиттерные характеристики (рис. 35)

$$I_э = \varphi_1(U_э) \text{ при } U_к = \text{const}.$$

Эти характеристики удобно снимать с помощью схемы транзистора, у которого база является общим электродом для входной и выходной цепей (*схема транзистора с ОБ*, рис. 36).

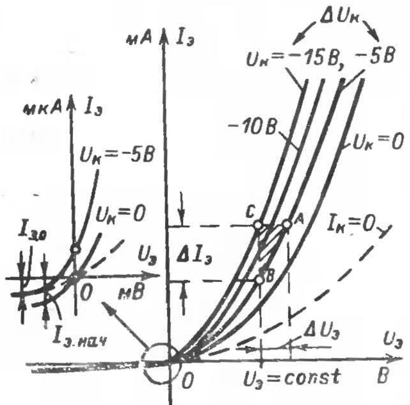


Рис. 35. Статические эмиттерные характеристики транзистора (входные характеристики транзистора с ОБ).

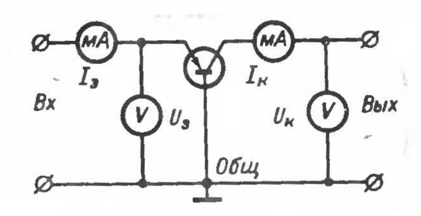


Рис. 36. Схема для снятия семейства статических входных и выходных характеристик транзистора с ОБ.

Так как в схеме транзистора с ОБ ток эмиттера $I_э$ и напряжение эмиттера $U_э$ являются входными параметрами режима, а ток коллектора $I_к$ и напряжение коллектора $U_к$ — выходными, то эмиттерные характеристики в своем практическом приложении представляют собой семейство статических входных характеристик транзистора с ОБ.

Эмиттерная характеристика при $U_к=0$ (нулевая) соответствует обычной характеристике полупроводникового диода. Условие $U_к=0$ означает короткое замыкание коллектора с базой. При этом прямой ток эмиттерного перехода $I_э$ в соответствии с эквивалентной схемой (рис. 37) практически беспрепятственно замыкается через коллекторную цепь, так как $I_к \approx \alpha_к I_э \approx I_э$. Следует обратить внимание на то, что в этом случае коллекторный переход продолжает оставаться смещенным в обратном направлении напряжением, выделяющимся на сопротивлении базы $U_{r'б} = I_б r'_б$.

При подаче отрицательного коллекторного напряжения (например, $U_к = -5$ В) эмиттерная характеристика веерообразно смещается влево вверх (рис. 35).

То что коллекторное напряжение влияет на положение эмиттерной характеристики, свидетельствует о наличии в транзисторе внутренней обратной связи. Она обусловлена действием двух факторов. Увеличение (по модулю) коллекторного напряжения вызывает уменьшение реальной толщины базы. Как указывалось, это приводит к уменьшению сопротивления эмиттерного перехода и увеличению тока эмиттера $I_э$, что в эквивалентных схемах учитывается с помощью некоторого генератора э. д. с. $-\mu_{к.э}U_к$. Внутренняя обратная связь возникает также из-за сопротивления $r'_б$. Допустим, что в схеме (рис. 38) $U_э=\text{const}$. Напряжение, которое определяет ток эмиттерного перехода, равно:

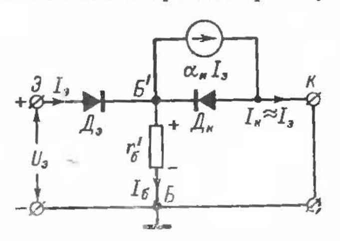


Рис. 37. Эквивалентная схема транзистора при $U_к=0$.

$$U'_э = U_э + \mu_{к.э}|U_к| - r'_б I_б = U_э + \mu_{к.э}|U_к| - r'_б(I_{эп} + I_{э.рек} - I_{к.о}). \quad (26)$$

При подаче (или увеличении по модулю) коллекторного напряжения появляются (или несколько увеличиваются) э. д. с. генератора $\mu_{к.э}U_к$ и ток $I_{к.о}$. Кроме этого, уменьшается $I_{э.рек}$ из-за сужения реальной ширины базы $d'_б$. Поэтому напряжение $U'_э$, определяющее ток эмиттера, при увеличении $|U_к|$ и $U_э=\text{const}$ согласно равенству (26) возрастает, что и объясняет увеличение тока эмиттера и веерообразное смещение влево вверх эмиттерной статической характеристики транзистора. При $U_к = -10$ В эмиттерная статическая характеристика сместится влево еще больше (примерно на удвоенное расстояние) и т. д. до максимально допустимого значения $U_{к.макс}$. Эмиттерная характеристика при $I_к=0$ (т. е. при разомкнутом коллекторном переходе, рис. 39) размещается правее нулевой характеристики, так как в этом случае ток эмиттера вынужден протекать по относительно большому сопротивлению $r'_б$ (на рис. 35 характеристика показана штриховой линией).

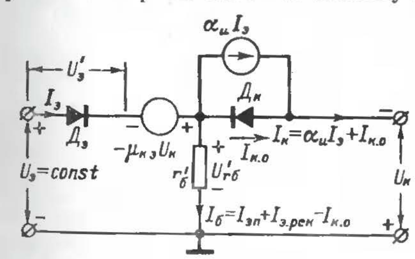


Рис. 38. Эквивалентная схема транзистора при $U_э=\text{const}$.

На рис. 35 начальные участки эмиттерных характеристик вынесены и изображены в увеличенном масштабе.

Нулевая характеристика и характеристика, снятая при $I_к=0$, проходят через начало координат.

При $U_к<0$ и $U_э=0$ (эмиттер замкнут с базой, рис. 40) э. д. с. генератора $-\mu_{к.э}U_к$ и напряжение $U_{r'б} = r'_б(I_{э.н}+I_{э.рек}-I_{к.о})$ под-

держивают незначительный прямой ток эмиттера, что вызывает некоторое смещение данных эмиттерных характеристик влево от начала координат. В данном режиме $I_{эп}+I_{э.рек}<I_{к.о}$, поэтому ток $I_{к.о}$ определяет направление тока базы.

При некотором отрицательном напряжении $U_э<0$, в эмиттерной цепи устанавливается небольшой собственный обратный ток эмиттера $I_{э.о}$.

При $U_к=0$ и $U_э<0$ начальный ток эмиттера оказывается больше $I_{э.о}$, что будет пояснено в дальнейшем.

2. Коллекторные характеристики (рис. 41) представляют собой зависимость

$$I_к=\psi_1(U_к) \text{ при } I_э=\text{const}.$$

Эти характеристики согласно рис. 36 в своем практическом приложении являются семейством статических выходных характеристик транзисторов с ОБ.

Рис. 39. Эквивалентная схема транзистора при $I_к=0$.

Нулевая коллекторная характеристика ($I_э=0$) является обычной характеристикой полупроводникового диода. Она определяется собственным током коллекторного перехода. При $U_к<0$ это ток $I_{к.о}$.

Как известно, при появлении тока эмиттера ток коллектора становится больше на величину $I_{к\,р}=\alpha_н I_э\approx\approx I_э$. Ток $I_{к\,р}$ можно рассматривать как искусственно созданный дополнительный ток неосновных носителей коллекторного перехода. Поэтому на основании формулы (7) и рис. 4, где $I'_о=I_{кр}$, можно утверждать, что любая коллекторная характеристика, снятая при $I_э=\text{const}\neq 0$, подобна обычной характеристике полупроводникового диода, смещенной по оси обратного тока на величину $I_{к\,р}$. На рис. 41 показаны выходные характеристики транзистора с ОБ, снятые при различных значениях тока эмиттера ($I_э=0$; 2; 4 мА и т. д. до $I_э=16$ мА).

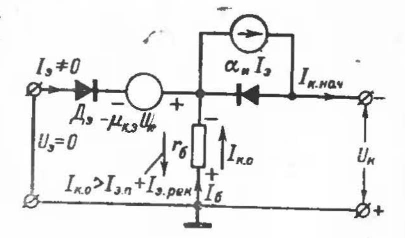


Рис. 40. Эквивалентная схема транзистора при $U_э=0$.

При $U_к<0$ наблюдается незначительное увеличение наклона коллекторных характеристик при переходе от меньшего значения $I_э$ к большему значению. Это объясняется влиянием коллекторного напряжения на величину коэффициента $\alpha_н$.

Найдем приращение коллекторного тока $\Delta I'_к$, вызываемое приращением коллекторного напряжения $\Delta U_к$ при $I_э=\text{const}$ (рис. 41).

При указанных условиях $dI_к=d(I_{кр}+I_{к.о})=I_э d\alpha_н+dI_{к.о}$, откуда

$$\Delta I'_к\approx I_э\Delta\alpha_н+\Delta I_{к.о}. \qquad (27)$$

Ток $I_{к.о}$ является собственным обратным током коллекторного перехода. Он, как и обратный ток полупроводникового диода, практически не зависит от напряжения на переходе. Следовательно, $\Delta I'_к\approx I_э\Delta\alpha_н$, т. е. наклон коллекторных характеристик при $I_э=\text{const}$ в основном определяется приращением $\Delta\alpha_н$, которое также относительно невелико (см. стр. 35).

Из выражения (27) следует, что приращение коллекторного тока $\Delta I'_к$ (при указанных условиях) увеличивается при переходе к большим значениям тока $I_э=\text{const}$, что и вызывает увеличение наклона соответствующих коллекторных характеристик.

В области больших токов эмиттера коллекторные характеристики сгущаются вследствие уменьшения интегрального коэффициента передачи тока эмиттера $\alpha_н=I_{к\,р}/I_э$ (рис. 30).

При значительном коллекторном напряжении происходит пробой коллекторного перехода. Пробой ограничивает максимально допустимое напряжение коллектора $U_{к.макс}=0{,}8U_{проб}$. Поэтому при изготовлении транзистора в коллекторную область обычно вводят меньшую дозу примеси, чем в область эмиттера, что приводит к увеличению толщины коллекторного перехода и его пробивного напряжения.

Рис. 41. Статические коллекторные характеристики транзистора при $I_э=\text{const}$ (выходные характеристики транзистора с ОБ).

При увеличении тока коллектора увеличивается тепловая мощность, выделяющаяся в коллекторном переходе. Кроме этого, большее количество дырок, проходящих через коллекторный переход, облегчает в нем условия возникновения ударной ионизации. Поэтому с увеличением тока эмиттера $I_э$, вызывающего увеличение тока $I_к$, напряжение пробоя коллекторного перехода уменьшается (рис. 41). О начале пробоя коллекторного перехода можно судить по резкому увеличению тока коллектора при $I_э=\text{const}$.

При $U_к=0$ (короткое замыкание коллектора с базой, рис. 37) ток коллектора оказывается равным $I_к\approx\alpha_н I_э$. Для обращения в нуль коллекторного тока к коллектору необходимо приложить прямое напряжение, равное $U_к=E_{кр-n}+r'_б I_э>0$ (рис. 39), где $r'_б I_э$ — напряжение, выделяющееся на распределенном сопротивлении базы $r'_б$ при протекании по нему тока эмиттера, а $E_{кр-n}$ — э. д. с., возникающая в коллекторном переходе согласно формуле (10) при $I'_о=\alpha_н I_э$ и разомкнутой цепи коллектора ($I_к=I_{p-n}=0$). В соответствии с эквивалентной схемой (рис. 39) $E_{кр-n}\approx R_{д.к}\alpha_н I_э$, где $R_{д.к}$ — сопротивление коллекторного диода постоянному току $\alpha_н I_э$.

Коллекторная характеристика, снятая при условии $U_э=0$ (короткое замыкание эмиттера с базой), располагается несколько выше нулевой. В этом случае в коллекторной цепи течет начальный ток

$I_{к.нач} > I_{к.о}$. Возрастание тока коллектора при переходе от $I_э=0$ к $U_э=0$ (рис. 40) происходит вследствие неравного нулю прямого тока $I_э$, который появляется при замыкании эмиттера с базой и $U_к < 0$. На рис. 41 начальная коллекторная характеристика показана штриховой линией.

Аналогичная картина наблюдается в эмиттерной цепи с обратным током эмиттера при условии $U_к=0$ и $U_э<0$, т. е. $I_{э.нач} > I_{э.о}$ (рис. 35).

В этом случае эмиттер и коллектор как бы меняются местами (инверсное включение транзистора).

3. Базовые характеристики (рис. 42)

$$I_б = f_1(U_б) \text{ при } U_{к.э} = \text{const}.$$

Эти характеристики удобно снимать с помощью схемы транзистора, у которого эмиттер является общим электродом для входной и выходной цепей *(схема транзистора с ОЭ,* рис. 43).

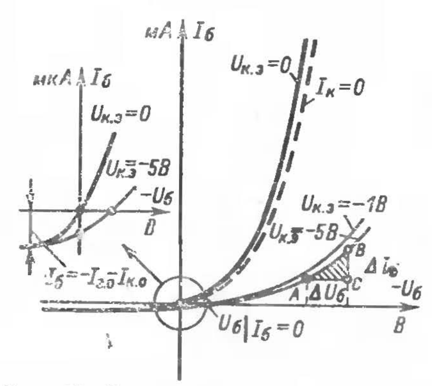


Рис. 42. Статические базовые характеристики транзистора (входные характеристики транзистора с ОЭ).

Так как в схеме транзистора с ОЭ ток базы $I_б$ и напряжение базы $U_б$ являются входными параметрами режима, а ток коллектора $I_к$ и напряжение коллектора $U_{к.э}$ — выходными, то базовые характеристики в своем практическом положении представляют собой семейство статических входных характеристик транзистора с ОЭ.

Нулевая базовая характеристика (при $U_{к.э}=0$ и $U_б<0$) представляет собой суммарную характеристику эмиттерного и коллекторного переходов, соединенных параллельно и подключенных к источнику в прямом направлении (рис. 44,*а*). На рисунке видно, что в этом случае $U_к>0$. Это положительное напряжение, приложенное к коллекторному переходу, создает в коллекторной цепи прямой ток $I_{к.пр}$, который по направлению противоположен обычному току коллектора, обозначенному $I_к$. Поэтому ток базы представляет собой сумму $I_б = I_э + I_{к.пр}$.

Следует обратить внимание на то, что замыкание и размыкание коллектора с эмиттером согласно рис. 44,*б* не может привести к существенному изменению тока базы, который в основном определяется относительно большим сопротивлением $r'_б$. Поэтому при замыкании коллектора на эмиттер

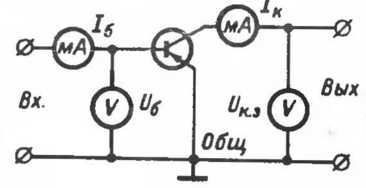


Рис. 43. Схема для снятия семейства статических входных и выходных характеристик транзистора с ОЭ.

(если $U_б$=const) происходит лишь распределение практически неизменного тока базы между коллекторной и эмиттерной цепями (обычно $I_{к.пр} > I_э$).

Из сказанного следует, что нулевая базовая характеристика ($U_{к.э}=0$) почти совпадает с характеристикой при $I_к=0$ (на рис. 42 показана штриховой линией).

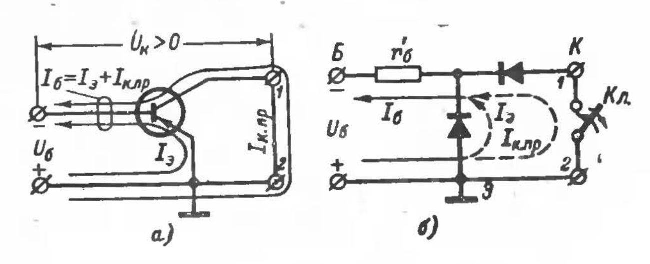


Рис. 44. Транзистор с ОЭ при коротком замыкании коллектора с эмиттером (*а*); распределение тока базы при замыкании коллектора с эмиттером (*б*).

При небольшом отрицательном напряжении $U_к<0$ на коллекторе (рис. 45), когда $|U_{к.э}| > |U_б|$, ток коллектора меняет свое направление на обычное и ток базы становится разностным $I_б = I_э - I_к$.

В зависимости от величины тока базы $I_б$ для этого обычно бывает достаточным напряжение $U_{к.э}=0 \div -1$ В. Так как при данном напряжении ток базы резко уменьшается (из суммарного становится разностным), то соответствующая базовая характеристика располагается значительно ниже нулевой. При дальнейшем увеличении (по модулю) коллекторного напряжения (например, до $U_{к.э}=-5$ В) базовая характеристика незначительно смещается веерообразно влево вверх или вправо вниз в зависимости от типа транзистора. В справочниках обычно приводятся две базовые статические характеристики: нулевая и характеристика, снятая при $U_{к.э}=-5$ В. Все остальные характеристики, снятые при $|U_{к.э}|>1$ В, незначительно отличаются от последней и практически сливаются с ней.

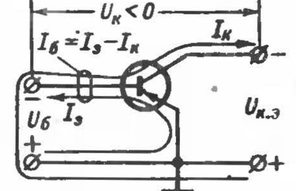


Рис. 45. Токи транзистора с ОЭ при $U_{к.э}<0$, когда $|U_{к.э}|>|U_б|$.

Слабая зависимость базовых статических характеристик от коллекторного напряжения при его изменениях от —1 В до $U_{к.э.макс}$ объясняется тем, что при этом на ток базы оказывают влияние несколько противоположно и слабо действующих факторов. Пусть в схеме на рис. 46 $U_б$=const. Увеличение $|U_{к.э}|$ вызывает увеличение $|U_к|$, что, как известно, влечет за собой незначительное увеличение $I_{к.о}$ и уменьшение $I_{э.рек}$ (последнее происходит из-за уменьшения реальной толщины базы $d'_б$). Следовательно, эта группа факторов способствует уменьшению тока базы $I_б = I_{эп} + I_{э.рек} - I_{к.о}$.

Но одновременно с этим возрастает э. д. с. генератора $-\mu_{к.э}U_к$, что вызывает увеличение тока эмиттера $I_э$, а следовательно, и увеличение составляющих тока базы $I_{эп}$ и $I_{э.рек}$. Этот фактор способствует увеличению тока базы. В результате происходит частичная компенсация действий факторов и отклонение базовой характеристики получается незначительным. У большинства типов транзисторов незначительно преобладает первая группа факторов, что и предопределяет направление отклонения их базовых характеристик вправо вниз.

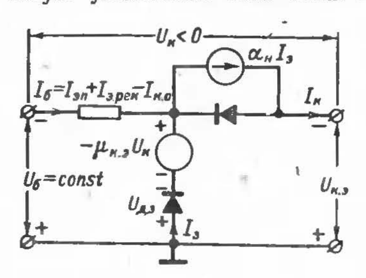


Рис. 46. Эквивалентная схема транзистора с ОЭ при $U_б = \mathrm{const}$.

На рис. 42 начальные участки базовых статических характеристик вынесены и изображены в увеличенном масштабе. Нулевая характеристика проходит через начало координат. При положительном напряжении на базе относительно эмиттера и при коллекторе, замкнутом на эмиттер ($U_{к.э}=0$), оба перехода оказываются включенными в обратном направлении, поэтому $I_б=-I_{э.о}-I_{к.о}$.

Характеристика, снятая при $U_{к.э}=-5$ В, пересекает ось абсцисс в точке

$$U_б|_{I_б=0} = -R_{д.э}I_{э.скв}+\mu_{к.э}U_к,$$

где $R_{д.э}$ — сопротивление эмиттерного диода для сквозного тока транзистора, протекающего в эмиттерной и коллекторной цепи при разомкнутой базе;

$$I_{э.скв}=I_{к.скв}=I_э|_{I_б=0}=I_{к.о}(\beta_{но}+1)\approx I_{к.о}\beta_{но}.$$

Для получения этого режима необязательно производить размыкание базы. Можно в обычной схеме (рис. 46) с помощью $U_б$ установить такой ток эмиттера, при котором $I_{эп}+I_{э.рек}=I_{к.о}$ (тогда $I_б=I_{эп}+I_{э.рек}-I_{к.о}=0$). В этом случае

$$I_э|_{I_б=0}=I_к|_{I_б=0}=I_{кр}+I_{к.о}=\beta_{но}(I_{эп}+I_{э.рек})+$$

$$+I_{к.о}=I_{к.о}(\beta_{но}+1)\approx I_{к.о}\beta_{но},$$

где

$$\beta_{но}=I_{кр}/(I_{эп}+I_{э.рек})|_{I_б=0}$$

— интегральный коэффициент передачи тока базы при токе базы, равном нулю (см. рис. 33).

4. Коллекторные характеристики (рис. 47)

$$I_к=\psi_2(U_{к.э}) \text{ при } I_б=\mathrm{const}.$$

Эти характеристики согласно рис. 43 в своем практическом приложении являются семейством статических выходных характеристик транзистора с ОЭ.

Нулевая коллекторная характеристика ($I_б=0$) проходит через начало координат и в рабочей области $|U_{к.э}|>1$ В определяется сквозным током транзистора $I_{к.скв}\approx I_{к.о}\beta_{но}$.

Характеристики при $I_б=\mathrm{const}>0$ в рабочей области располагаются над нулевой на соответствующем уровне и по сравнению с коллекторными характеристиками, снятыми при условии $I_э=\mathrm{const}$ (рис. 41), имеют примерно в β раз больший наклон.

На основании равенства (22) при $I_э=\mathrm{const}(dI_э=0)$ получаем:

$$dI_к|_{I_э=\mathrm{const}}=-dI_б|_{I_э=\mathrm{const}}.$$

Если перейти к конечным приращениям, то согласно рис. 41 $\Delta I'_к=-\Delta I_б$ при $I_э=\mathrm{const}$ и некотором $\Delta U_к$. Для выполнения условия $I_б=\mathrm{const}$ ($\Delta I_б=0$) после задания $\Delta U_к$ в транзисторе нужно дополнительно увеличить ток коллектора (увеличением тока эмиттера с помощью $\Delta U_э$), чтобы ликвидировать приращение тока базы, равное $-\Delta I_б=\Delta I'_к$. Отсюда при том же самом $\Delta U_к$

$$\Delta I''_к|_{I_б=\mathrm{const}}=\Delta I'_к\beta+\Delta I'_к=\Delta I'_к(\beta+1)\approx\Delta I'_к\beta. \tag{28}$$

Если учесть, что $\Delta U_{к.э}=\Delta U_к+\Delta U_э\approx\Delta U_к$ (так как необходимое приращение $\Delta U_э\ll\Delta U_к$ относительно мало), то примерное равенство (28) совместно с рис. 47 вполне доказывают сделанное утверждение.

Коллекторные характеристики транзистора при $I_б=\mathrm{const}$ имеют более резко выраженное сгущение при значительных токах базы (рис. 47), так как незначительное уменьшение $\alpha_н$, наблюдающееся при больших токах эмиттера, согласно равенству (23) вызывает относительно большое уменьшение $\beta_н$.

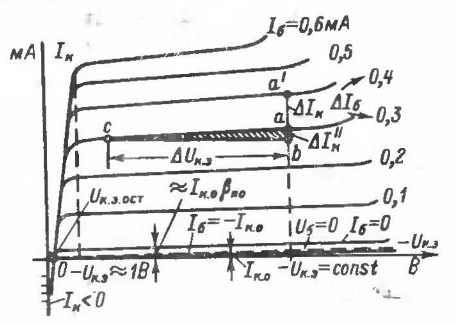


Рис. 47. Статические коллекторные характеристики транзистора при $I_б=\mathrm{const}$ (выходные характеристики транзистора с ОЭ).

Коллекторные характеристики транзистора при $I_б=\mathrm{const}$ пересекают ось ординат в точках $I_к<0$. При этом величина $I_{к.пр}$ оказывается тем большей, чем больше $I_б$, так как увеличение $I_б$ достигается с помощью увеличения $|U_б|$, что соответственно увеличивает и прямой ток коллектора (рис. 44,*а*).

Ось абсцисс данные характеристики пересекают в точках, определяющих остаточное напряжение коллектора $U_{к.э.ост}<0$.

Остаточное напряжение коллектора для каждого значения тока базы можно определить с помощью эквивалентной схемы (рис. 48). В этой схеме при разомкнутом коллекторе $I_к=0$; $I_э=I_б$. При этом остаточное напряжение коллектора оказывается равным

$$U_{к.э.ост}=-I_эR_{д.э}+(-\mu_{к.э}U_к)+\alpha_нI_эR_{д.к}=$$

$$=-I_бR_{д.э}-\mu_{к.э}U_к+\alpha_иI_бR_{д.к}<0. \tag{29}$$

Следует заметить, что при разомкнутом коллекторе $U_к=I_б r'_б+\alpha_н I_э R_{д.к}>0$, поэтому первые два члена выражения (29), которые в сумме по модулю больше третьего члена, определяют отрицательную полярность остаточного напряжения коллектора.

При смене полярности напряжения на базе ($U_б>0$) можно установить ток базы $I_б=-I_{к.о}$. В этом случае $I_э=0$, а $I_к=I_{к.о}$. Дальнейшее увеличение напряжения на базе уже не может привести к уменьшению (т. е. изменению) коллекторного тока, таким образом, и в схеме транзистора с ОЭ $I_{к.о}$ является неуправляемым током коллекторной цепи. Максимально возможный ток базы при $U_б>0$ оказывается равным $I_б=-I_{э.о}-I_{к.о}$; он слагается из собственных обратных токов коллекторного и эмиттерного переходов.

Рис. 48. Эквивалентная схема транзистора с ОЭ при $I_к=0$.

Если замкнуть базу с эмиттером ($U_б=0$), то будет получена начальная характеристика транзистора (на рис. 47 она показана штриховой линией). При $U_б=0$ в коллекторной цепи протекает начальный ток $I_{к.нач}$, который $<I_{к.скв}$, но $>I_{к.о}$.

ПАРАМЕТРЫ ТРАНЗИСТОРА В УСИЛИТЕЛЬНЫХ СХЕМАХ

В усилительных схемах различают *входную* и *выходную цепи*. Входной называется цепь, в которую подается переменное напряжение усиливаемого сигнала. Выходной называется цепь, в которой выделяется усиленный сигнал, для чего в нее включают сопротивление нагрузки $R_н$. Постоянные составляющие токов и напряжений $I_{э0}$, $I_{б0}$, $I_{к0}$, $U_{э0}$, $U_{к0}$, $U_{к.э0}$ определяют режим покоя (на характеристиках—точку покоя транзистора). При наличии нагрузки в выходной цепи изменение входного напряжения (или тока) вызывает пропорциональное изменение выходного тока и напряжения. Такой режим работы транзистора называется усилительным режимом.

Рис. 49. Простейший усилитель на транзисторе с ОБ.

В зависимости от того, какой из электродов транзистора является общим для входной и выходной цепей (по переменным составляющим), различают три схемы включения транзистора: *схема с общей базой* (ОБ), *схема с общим эмиттером* (ОЭ) и *схема с общим коллектором* (ОК). В дальнейшем рассматриваются только обычные усилительные режимы, характерные для транзисторных схем.

1. На рис. 49 показана простейшая схема усилителя напряжения на транзисторе с ОБ. В этой схеме входным током является ток эмиттера, а выходным — ток коллектора. Переменные напряжения на эмиттере и коллекторе отсчитываются относительно общего электрода — базы.

В усилительном режиме транзистор с ОБ характеризуется следующими параметрами.

Коэффициент усиления по току

$$K_i=dI_к/dI_э\approx\Delta I_к/\Delta I_э\approx\alpha, \qquad (30)$$

где $\Delta I_к$ — приращение коллекторного тока, вызванное приращением тока эмиттера $\Delta I_э$ в усилительном режиме транзистора (рис. 49). Здесь и в дальнейшем конечные приращения берутся в окрестности точки покоя. По своему существу они являются амплитудами переменных составляющих соответствующих токов и напряжений.

Так как у транзистора ток коллектора в основном определяется током эмиттера и почти не зависит от коллекторного напряжения, то возникающее при усилении приращение коллекторного напряжения, равное $\Delta U_к=\Delta I_к R_н$, почти не оказывает влияния на величину $\Delta I_к\approx\Delta I_э\alpha$, что и подтверждает справедливость примерного равенства (30).

Коэффициент усиления по напряжению

$$K=dU_к/dU_э\approx\Delta U_к/\Delta U_э=\Delta I_к R_н/(\Delta I_э R_{вх.б})=$$

$$=K_i R_н/R_{вх.б}\approx\alpha R_н/R_{вх.б},$$

где $\Delta U_к=\Delta I_к R_н$ — приращение коллекторного напряжения, вызванное приращением коллекторного тока; $\Delta U_э=\Delta I_э R_{вх.б}$ — приращение эмиттерного напряжения, вызывающее приращение тока эмиттера ($R_{вх.б}=\Delta U_э/\Delta I_э$ — входное сопротивление транзистора с ОБ при наличии нагрузки в выходной цепи, рис. 49).

Входное сопротивление транзистора с ОБ при наличии нагрузки в выходной цепи незначительно отличается от входного сопротивления транзистора с ОБ при замкнутой по переменному току выходной цепи $R_{вх.б.з}=\partial U_э/\partial I_э\approx\Delta U_э/\Delta I_э$ при $U_к=U_{к0}=const$, которое относительно мало как дифференциальное сопротивление полупроводникового диода, включенного в прямом направлении. Это сопротивление можно определять по $\triangle ABC$ (рис. 35).

При условии $R_н\gg R_{вх.б}$ коэффициент усиления по напряжению $K\gg1$.

Коэффициент усиления по мощности

$$K_P=P_{к\sim}/P_{э\sim}=0{,}5I_{кm}U_{кm}/(0{,}5I_{эm}U_{эm})=\Delta I_к\Delta U_к/(\Delta I_э\Delta U_э)=$$

$$=K_iK\approx\alpha^2R_н/R_{вх.б}.$$

Выходное сопротивление транзистора с ОБ $R_{вых.б}$, примерно равное выходному сопротивлению этого транзистора при разомкнутой по переменному току входной цепи, $R_{вых.б.х}=\partial U_к/\partial I_к\approx\Delta U_к/\Delta I'_к$ при $I_э=I_{э0}=const$ относительно велико. Его можно определить по $\triangle abc$ (рис. 41).

Усилительное свойство транзистора в схеме с ОБ можно объяснить следующим образом. Приращения (амплитуды переменных составляющих) токов в цепи коллектора и эмиттера примерно одинаковы ($K_i\approx\alpha\approx1$), но они связаны с различными источниками

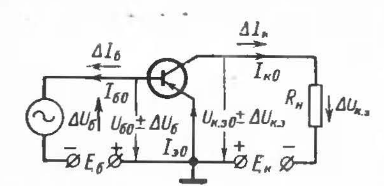


Рис. 50. Простейший усилитель на транзисторе с ОЭ.

э. д. с. Ток коллектора под действием $E_к$ несет большую энергию, протекая по большому сопротивлению нагрузки. Поэтому примерно одинаковые приращения токов $\Delta I_к \approx \Delta I_э$ могут вызывать существенные различные приращения напряжения $\Delta I_к R_н = \Delta U_к \gg \Delta U_э = \Delta I_э R_{вх.б}$ (при условии $R_н \gg R_{вх.б}$).

2. На рис. 50 показана простейшая схема усилителя напряжения на транзисторе с ОЭ. В этой схеме переменные напряжения на базе и коллекторе отсчитываются относительно общего электрода — эмиттера.

В усилительном режиме транзистор с ОЭ характеризуется следующими параметрами.

Коэффициент усиления по току

$$K_i = dI_к/dI_б \approx \Delta I_к/\Delta I_б \approx \alpha/(1-\alpha) = \beta.$$

Коэффициент усиления по напряжению

$$K = |dU_{к.э}/dU_б| \approx |\Delta U_{к.э}/\Delta U_б| \approx$$
$$\approx |\Delta U_к/\Delta U_э| \approx \alpha R_н/R_{вх.б}$$

примерно равен коэффициенту усиления по напряжению в схеме транзистора с ОБ (при прочих равных условиях), так как $|\Delta U_б| = |\Delta U_э|$, а $\Delta U_к = \Delta U_{к.э} - \Delta U_э \approx \Delta U_{к.э}$ при $K \gg 1$.

Коэффициент усиления по мощности

$$K_P = K_i K \approx \beta\alpha \frac{R_н}{R_{вх.б}}$$

примерно в β раз больше коэффициента усиления по мощности в схеме с ОБ (при прочих равных условиях).

Входное сопротивление при наличии нагрузки

$$R_{вх.э} = \frac{dU_б}{dI_б} \approx \frac{dU_б}{dI_б}\Bigg|_{U_{к.э}=\mathrm{const}} \approx \frac{\Delta U_б}{\Delta I_б}\Bigg|_{U_{к.э}=\mathrm{const}} = R_{вх.э.з}$$

примерно равно дифференциальному входному сопротивлению транзистора с ОЭ при замкнутой по переменному току выходной цепи. Это сопротивление можно определить по $\triangle\ ABC$ (рис. 42).

Можно показать, что

$$R_{вх.э} = \frac{dU_б}{dI_б} = \frac{dU_э}{dI_э - dI_к} = \frac{dU_э}{dI_э}\,\frac{1}{1-\alpha} = R_{вх.б}(\beta+1) \approx R_{вх.б}\beta.$$

Выходное сопротивление

$$R_{вых.э} \approx R_{вых.э.х} = \frac{dU_{к.э}}{dI_к}\Bigg|_{I_б=\mathrm{const}} \approx \frac{\Delta U_{к.э}}{\Delta I''_к}\Bigg|_{I_б=\mathrm{const}}, \qquad (31)$$

где $R_{вых.э.х}$ — выходное сопротивление транзистора с ОЭ при разомкнутой по переменному току входной цепи, которое можно определить по $\triangle\ abc$ (рис. 47). На основании равенств (28) и (31)

$$R_{вых.э} \approx R_{вых.э.х} = \frac{dU_к}{dI_к}\Bigg|_{I_э=\mathrm{const}} \frac{1}{\beta+1} \approx \frac{R_{вых.б.х}}{\beta}.$$

3. На рис. 51 показана простейшая схема усилителя на транзисторе с ОК (эмиттерный повторитель). Для этой схемы:

Коэффициент усиления по току

$$K_i = dI_э/dI_б \approx \Delta I_э/\Delta I_б \approx \Delta I_к/(\alpha\Delta I_б) \approx$$
$$\approx \beta/\alpha = \beta + 1 \approx \beta.$$

Коэффициент усиления по напряжению

$$K = dU_{вых}/dU_{вх} = -dU_{к.э}/dU_к = (dU_к - dU_э)/dU_к = 1 - dU_э/dU_к \approx 1 - \Delta U_э/\Delta U_к.$$

Если $\Delta I_э R_{вх.б} = \Delta U_э \ll \Delta I_э R_н \approx \Delta U_к$, т. е. $R_{вх.б} \ll R_н$, то $K \approx 1$.

Коэффициент усиления по мощности

$$K_P = K_i K \approx \beta.$$

Рис. 51. Простейший усилитель на транзисторе с ОК (эмиттерный повторитель).

Входное сопротивление при наличии нагрузки

$$R_{вх.к} = dU_{вх}/dI_б = (dU_б + dU_{вых})/dI_б =$$
$$= (dU_б + dI_э R_н)/dI_б = [(dU_э/dI_э) + R_н]/(dI_б/dI_э) =$$
$$= (R_{вх.б} + R_н)\beta/\alpha = (R_{вх.б} + R_н)(\beta+1) \approx (R_{вх.б} + R_н)\beta.$$

Дополнительными параметрами транзисторов, которые позволяют унифицировать методы расчета транзисторных и ламповых схем, являются:

Проходная проводимость транзистора с ОЭ (крутизна транзистора)

$$S_т = \left|\frac{dI_к}{dU_б}\right| = \frac{dI_б\beta}{dI_б R_{вх.э.з}} = \frac{\beta}{R_{вх.э.з}} \text{ при } U_{к.э} = \mathrm{const}\ (\Delta U_{к.э} = 0).$$

Этот параметр соответствует крутизне анодно-сеточной характеристики электронной лампы.

Статический коэффициент усиления по напряжению транзистора с ОЭ (μ транзистора)

$$\mu_т = \left|\frac{dU_{к.э}}{dU_б}\right| \approx \left|\frac{dU_к}{dU_э}\right| \text{ при } I_к = \mathrm{const}\ (\Delta I_к = 0).$$

Коллекторный ток очень слабо зависит от коллекторного напряжения и очень сильно от эмиттерного, поэтому данный коэффициент оказывается очень большим (порядка нескольких десятков тысяч). Этот параметр транзистора соответствует параметру μ электронной лампы.

В заключение отметим две специфические для транзисторных усилителей особенности, имеющие важное практическое значение.

1. В любой из схем включения транзистора во входной цепи протекает ток усиливаемого сигнала, следовательно, расходуется и мощность.

2. Входное сопротивление схем не только конечно, но и относительно мало, особенно в схемах с ОБ и ОЭ, а выходные сопротивления относительно велики, что вызывает известные затруднения при согласовании отдельных каскадов.

ЧАСТОТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ТРАНЗИСТОРА

С увеличением частоты усилительные свойства транзистора ухудшаются. Это происходит в основном по двум причинам.

Первая причина заключается в инерционности диффузионного процесса, обусловливающего движение дырок через базу к коллектору.

Как известно, для направленной диффузии (переноса) частиц необходимо создать их концентрацию, убывающую в направлении переноса (рис. 29,*в*). Дырочный ток возле эмиттерного и коллекторного переходов пропорционален модулю градиента концентрации дырок в этих сечениях, т. е. пропорционален модулю тангенса угла наклона касательной, проведенной к диаграмме распределения концентрации дырок в соответствующих точках. Для простоты рассуждений будем считать, что площадь сечения базы, площадь эмиттерного и площадь коллекторного переходов одинаковы. На рис. 52 штриховыми линиями показаны распределения концентраций дырок вдоль базы транзистора в режиме покоя для трех различных значений тока эмиттера: $I_{э1}$, $I_{э2}$, $I_{э3}$. Пренебрегая электронной и рекомбинационной составляющими тока эмиттера и неуправляемым током коллектора, можно считать, что в режиме покоя (установившемся режиме) $I_к=I_э$. При $s_б=s_э=s_к$ будут одинаковы и градиенты концентрации дырок в базе возле эмиттерного и коллекторного переходов. Токам эмиттера $I_{э1}$, $I_{э2}$, $I_{э3}$ в установившихся режимах будут соответствовать токи коллектора $I_{к1}=I_{э1}$; $I_{к2}=I_{э2}$; $I_{к3}=I_{э3}$. Пусть в исходном состоянии транзистора $I_{э2}=I_{к2}$. Быстрое изменение тока эмиттера на $\Delta I_э=I_{эm}=I_{э3}-I_{э2}$ за $\Delta t=t_2-t_1$ приведет к тому, что градиент концентрации дырок возле эмиттерного перехода увеличится и будет соответствовать току $I_{э3}$ (в точке *4* в момент t_2 градиент концентрации дырок равен градиенту в точке *3*, рис. 52), а градиент концентрации дырок возле коллекторного перехода возрастет на меньшую величину, так как за относительно короткий промежуток времени Δt база не успеет заполниться необходимым количеством дырок (распределение концентрации дырок в базе для момента времени t_2 представляет собой вогнутую линию, исходящую из точки *4* на рис. 52).

Последующее быстрое уменьшение тока эмиттера на $-\Delta I_э=-I_{эm}=I_{э3}-I_{э2}$ за $\Delta t=t_3-t_2$ приведет к тому, что градиент концентрации дырок возле эмиттерного перехода будет соответствовать $I_{э2}$ (в точках *5* и *2* на рис. 52 градиент одинаков), а градиент концентрации дырок возле коллекторного перехода будет бо́льшим, чем это необходимо для $I_{к2}$, так как база за Δt не успеет полностью освободиться от лишнего количества дырок и в ней не успеет установиться линейное распределение концентрации, показанное штриховой линией, исходящей из точки *2*. В промежутке времени между t_2 и t_3, когда ток эмиттера уже убывает, градиент концентрации дырок возле коллекторного перехода достигнет максимума, но он будет

меньше того, который мог бы быть в режиме покоя при $I_{э3}$. Следовательно, $I_{к.макс}<I_{к3}$, откуда $I_{кm}<I_{эm}$.

Рассуждая аналогично, можно построить отрицательный полупериод переменной составляющей тока коллектора для моментов времени t_4 и t_5. Этим моментам соответствуют кривые распределения концентрации дырок в базе, проходящие через точки *6* и *7* (рис. 52).

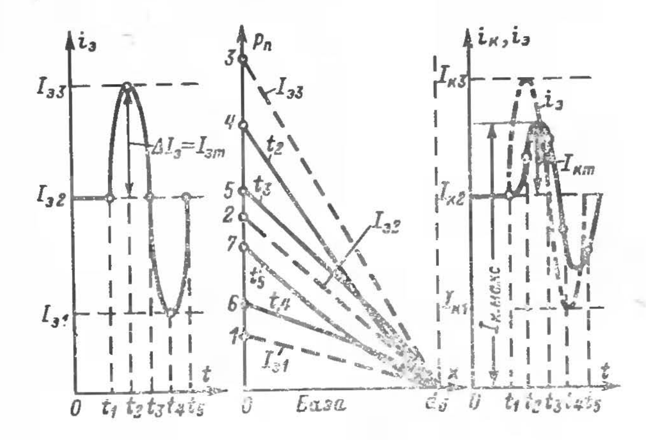


Рис. 52. Распределение концентрации дырок в базе при медленных и быстрых изменениях тока эмиттера.

Из сказанного следует, что на высокой частоте амплитуда $I_{кm}$ становится меньше возможной амплитуды коллекторного тока на более низкой частоте, т. е. отношение $I_{кm}/I_{эm}$ с увеличением частоты уменьшается. Кроме этого, переменные составляющие токов коллектора и эмиттера оказываются сдвинутыми по фазе на некоторый угол ($i_{к\sim}$ отстает от $i_{э\sim}$). Данные утверждения становятся наглядными, если диаграмму тока эмиттера совместить с диаграммой тока коллектора (рис. 52).

Пользуясь комплексным методом, находим отношение

$$\dot{\alpha}=\frac{\dot{I}_к}{\dot{I}_э}=|\dot{\alpha}|\exp[j\theta_\alpha],$$

где $\dot{\alpha}$ — комплексный коэффициент передачи тока эмиттера; $\dot{I}_к$, $\dot{I}_э$ — комплексные амплитуды токов коллектора и эмиттера; $|\dot{\alpha}|$ — модуль, а θ_α — аргумент комплексного коэффициента передачи тока эмиттера, т. е. угол сдвига фаз между $\dot{I}_к$ и $\dot{I}_э$.

Зависимость $\dot{\alpha}=\varphi(f)$ в пределах частот $0<f\leqslant f_\alpha$ приближенно определяется формулой

$$\dot{\alpha}=|\dot{\alpha}|\exp[j\theta_\alpha]=\frac{\alpha}{1+jf/f_\alpha}, \qquad (32)$$

откуда

$$|\dot{\alpha}| = \frac{\alpha}{\sqrt{1 + (f/f_\alpha)^2}}; \quad \theta_\alpha = \operatorname{arctg}(-f/f_\alpha). \qquad (33)$$

где f_α — граничная частота коэффициента передачи тока эмиттера, на которой $|\dot{\alpha}| = \alpha/\sqrt{2}$.

Эта частота зависит от коэффициента диффузии инжектируемых в базу носителей и толщины базы

$$f_\alpha = 1{,}2 D_p/(\pi d'_б). \qquad (34)$$

Для бездрейфовых транзисторов f_α обычно не превышает 25 МГц. У дрейфовых транзисторов влияние ускоряющего поля базы учитывают обычно с помощью уменьшения эффективной толщины базы $d'_{б.э} < d'_б$. Для этих транзисторов f_α может достигать нескольких сотен мегагерц.

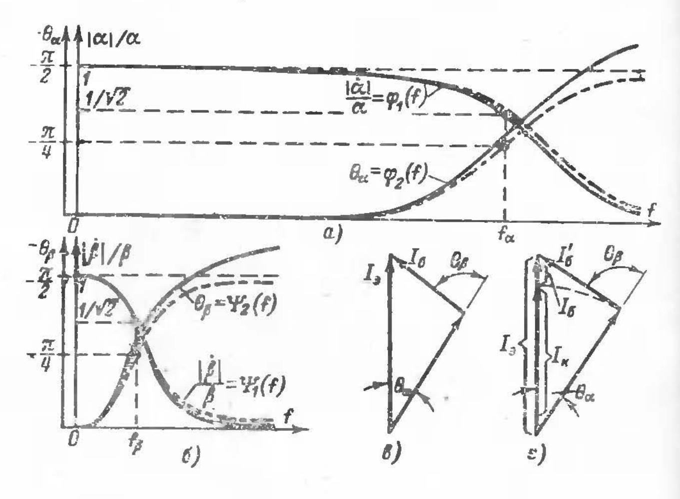


Рис. 53. Зависимость $|\dot{\alpha}|/\alpha$ и $\dot{\theta}_\alpha$ от частоты (*а*); зависимость $|\dot{\beta}|/\beta$ и θ_β от частоты (*б*); векторные диаграммы токов транзистора (*в*) и (*г*).

На рис. 53,*а* приведены характеристики $|\dot{\alpha}|/\alpha = \varphi_1(f)$ и $\theta_\alpha = \varphi_2(f)$, штриховыми линиями показаны зависимости, полученные на основе приближенных формул (33), сплошными — реальные зависимости.

На высоких частотах остается справедливым равенство, полученное на основании первого закона Кирхгофа $\dot{I}_э = \dot{I}_к + \dot{I}_б$ (рис. 53,*в*).

Отношение

$$\dot{\beta} = \frac{\dot{I}_к}{\dot{I}_б} = \frac{\dot{I}_к}{\dot{I}_э - \dot{I}_к} = \frac{\dot{I}_к/\dot{I}_э}{1 - \dot{I}_к/\dot{I}_э} = \frac{\dot{\alpha}}{1 - \dot{\alpha}} = |\dot{\beta}| \exp[j\theta_\beta]$$

представляет собой комплексный коэффициент передачи тока базы. Зависимость $\dot{\beta} = \psi(f)$ в пределах частот $0 < f \leqslant f_\beta$ приближенно определяется формулой, аналогичной формуле (32):

$$\dot{\beta} = |\dot{\beta}| \exp[j\theta_\beta] = \frac{\beta}{1 + jf/f_\beta},$$

откуда

$$|\dot{\beta}| = \frac{\beta}{\sqrt{1 + (f/f_\beta)^2}}; \quad \theta_\beta = \operatorname{arctg}(-f/f_\beta), \qquad (35)$$

где f_β — частота коэффициента передачи тока базы, на которой $|\dot{\beta}| = \beta/\sqrt{2}$; $|\dot{\beta}|$ — модуль комплексного коэффициента передачи тока базы, а θ_β — аргумент, представляющий собой угол сдвига фаз между токами $\dot{I}_к$ и $\dot{I}_б$ (ток коллектора отстает от тока базы).

Нетрудно убедиться в том, что даже небольшие изменения $|\dot{\alpha}|$ вызывают большие относительные изменения $|\dot{\beta}|$. Пусть $\alpha = 0{,}95$, тогда $\beta = \alpha/(1-\alpha) \approx 19$. На частоте f_α $|\dot{\alpha}| = 0{,}95/\sqrt{2} = 0{,}67$, следовательно, $|\dot{\beta}| = |\dot{\alpha}/(1-\dot{\alpha})| \leqslant |\dot{\alpha}|/(1 - |\dot{\alpha}|) \approx 2$, так как $|1 - \dot{\alpha}| \geqslant 1 - |\dot{\alpha}|$, что соответствует уменьшению β более чем в $19/2 \approx 9$ раз.

На высокой частоте $|\dot{\beta}|$ уменьшается не только из-за уменьшения $|\dot{\alpha}|$, но и в значительной мере из-за увеличения θ_α. С помощью векторной диаграммы (рис. 53, *г*) можно заметить, что при появлении угла θ_α абсолютное значение тока базы $|\dot{I}_б|$ возрастает, а $|\dot{\beta}| = |\dot{I}_к/\dot{I}_б|$ убывает даже при неизменном значении $|\dot{\alpha}| = |\dot{I}_к/\dot{I}_б|$.

Из сказанного следует, что частота f_β много меньше f_α. Если учитывать только уменьшение $|\dot{\alpha}|$, то $f_\beta = f_\alpha/\beta$, в действительности из-за влияния фазовых сдвигов эта частота оказывается еще меньше.

На рис. 53,*б* приведены характеристики $|\dot{\beta}|/\beta = \psi_1(f)$ и $\theta_\beta = \psi_2(f)$. Штриховыми линиями показаны зависимости, полученные на основании приближенных формул (35), сплошными линиями — реальные зависимости.

При расчете схем часто используется в качестве параметра предельная частота $f_т \approx 0{,}9 f_\alpha$, на которой модуль комплексного коэффициента передачи тока базы становится равным единице, т. е. $|\dot{\beta}| = 1$.

Иногда инерционность диффузионного процесса оценивают с помощью постоянной времени

$$\tau_\alpha = 1/2\pi f_\alpha = 1/\omega_\alpha$$

для схемы транзистора с ОБ и

$$\tau_\beta = 1/2\pi f_\beta = 1/\omega_\beta$$

для схем с ОЭ.

Второй основной причиной, ухудшающей усилительные свойства транзистора с увеличением частоты, является емкость коллекторного перехода $C_к$. Так как коллекторный переход транзистора включается в обратном направлении, то его емкость в основном определяется барьерной емкостью.

ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА И ВНУТРЕННИЕ (ФИЗИЧЕСКИЕ) ПАРАМЕТРЫ ТРАНЗИСТОРА

При анализе и инженерном расчете транзисторных схем транзистор удобно представить в виде эквивалентной схемы, обладающей для переменных составляющих токов и напряжений одинаковыми с ним свойствами. Постоянные составляющие токов и напряжений, которые определяют режим покоя транзистора, непосредственно в расчетные формулы не входят, поэтому их вместе с источниками постоянного тока опускают. Усилительные свойства транзистора в эквивалентной схеме учитывают с помощью зависимого генератора (тока или э. д. с.), возбуждение которого осуществляется внешним воздействием (сигналом), а энергия поступает от источника постоянного тока.

Элементы, образующие эквивалентную схему, можно рассматривать как параметры транзистора. Из-за нелинейности характеристик транзистора все его параметры оказываются зависимыми от режима, определяемого положением точки покоя на этих характеристиках, и амплитуды сигнала. Поэтому во всех дальнейших рассуждениях режим транзистора по постоянному току считается неизменным, а амплитуды переменных составляющих берутся такими, чтобы они укладывались на криволинейных характеристиках (в окрестности точки покоя) на столь малых участках, которые с достаточной для практических целей точностью можно было бы принять за отрезки прямых линий (линейный режим транзистора). Подразумевая синусоидальную форму сигнала, переменные составляющие токов и напряжений представляют в комплексном виде.

На рис. 54,*а* показана физическая эквивалентная схема транзистора. Параметры (элементы) этой схемы характеризуют собственно транзистор и не зависят от способа его включения, поэтому их называют внутренними (первичными или физическими) параметрами. Данным параметрам можно придать следующий физический смысл.

Точки $Б''$ и $Б'''$ находятся внутри базы. Элемент эквивалентной схемы $r'_б = r'_{б1} + r'_{б2}$ приблизительно моделирует объемно распределенное активное сопротивление базы (для переменной составляющей тока базы). Параллельно включенные элементы $r'_э$ и $C_э = C_{бар.э} + C_{диф.э} \approx C_{диф.э}$ моделируют дифференциальное (динамическое) сопротивление и емкость прямо смещенного эмиттерного перехода.

Коллекторный переход моделируется дифференциальным сопротивлением $r_к$ и емкостью $C_к = C_{бар.к} + C_{диф.к} \approx C_{бар.к}$ обратно смещенного коллекторного перехода. Емкость $C_к$ подключается с учетом распределенного сопротивления базы (рис. 54,*а*). Однако очень часто для упрощения расчетов распределением сопротивления базы

пренебрегают и тогда емкость $C_к$ соединяют с точкой $Б''$, как это показано на схемах рис. 54,*б, в*.

Было установлено, что ток коллектора транзистора в усилительном режиме определяется током эмиттера. Эта прямая связь между переменными составляющими эмиттерного и коллекторного токов в схемах на рис. 54,*а,б* моделируется идеальным зависимым генератором тока $\dot I_г = \dot A \dot I_э$, подключенным к коллекторному переходу. Коэффициент пропорциональности $\dot A$ между токами $\dot I_г$ и $\dot I_э$ вследствие инерционности диффузионного процесса в транзисторе также является величиной комплексной.

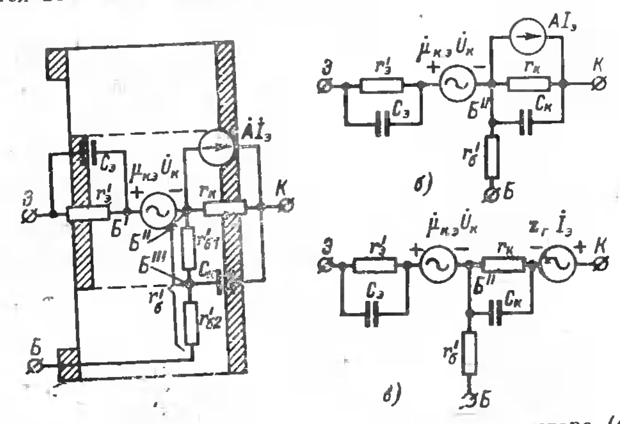


Рис. 54. Физическая эквивалентная схема транзистора (*а*), схема с генератором тока (*б*) и генератором э. д. с. (*в*) в коллекторной цепи.

Идеальный генератор тока, обладающий бесконечно большим внутренним сопротивлением, можно преобразовать в идеальный генератор э. д. с., обладающий нулевым внутренним сопротивлением (рис. 54,*в*), где $\dot E_г = z_к \dot I_г = z_к \dot A \dot I_э = z_г \dot I_э$ — э. д. с. генератора, численно равная напряжению, выделяющемуся на комплексном сопротивлении коллекторного перехода $z_к = r_к/(1 + j\omega C_к r_к)$ при разомкнутой коллекторной цепи. Величина $z_г = z_к \dot A$ представляет собой коэффициент пропорциональности между током эмиттера $\dot I_э$ и э. д. с. идеального, зависимого генератора $\dot E_г$.

Влияние переменного коллекторного напряжения на эмиттерный переход учитывают с помощью идеального, зависимого генератора э. д. с. $\dot\mu_{к.э} \dot U_к$, включенного в цепь эмиттера (рис. 54). Сущность этого влияния заключается в том, что переменное напряжение, выделяющееся на коллекторном переходе, вызывает модуляцию реальной толщины базы $d'_б$. На рис. 31,*б* показаны распределения концентраций дырок для разных значений реальной толщины базы (при неизменном напряжении на эмиттерном переходе, определяющем неизменную концентрацию дырок на границе базы с этим переходом $p_{nи}$=const). На основании рис. 31,*б* можно сделать заклю-

чение, что положительное приращение $+dU_к$ приводит к уменьшению (по модулю) коллекторного напряжения и увеличению $d'_б$, при этом ток эмиттера уменьшается на $-dI_э$, так как уменьшается градиент концентрации дырок, распределенных в базе. При $-dU_к$ происходит увеличение тока эмиттера на $+dI_э$.

Зависимый генератор $\mu_{к.э}dU_к$ из цепи эмиттера (рис. 55,*а*) можно пересчитать в цепь базы, выразив его через приращения тока базы, т. е. $\mu_{к.э}dU_к = r''_б dI_б$, где $r''_б$ представляет собой некоторый коэффициент пропорциональности между током $dI_б$ и э. д. с. генератора. Этот коэффициент в области низких частот для бездрейфовых транзисторов оказывается примерно равным

$$r''_б \approx \frac{r'_э}{2(1-\alpha)}.$$

Но так как в цепи базы протекает переменная составляющая тока базы $i_б$, то в эквивалентной схеме транзистора э. д. с., равную $\mu_{к.э}dU_к$, можно создать простым включением в цепь базы дополнительного сопротивления $r''_б$ (рис. 55,*в*, где $r_б = r'_б + r''_б$). Чтобы при этом не изменилось общее сопротивление по переменному току между зажимами эмиттер — база, сопротивление эмиттерного перехода нужно уменьшить, сделав равным $r_э = r'_э - r''_б(1-\alpha) = r'_э - r'_э/2 = r'_э/2$.

Рис. 55. Учет влияния коллекторного напряжения на эмиттерный переход.

В связи с тем что модуляция толщины базы является инерционным процессом, сопротивление $r''_б$ (модуль коэффициента пропорциональности $\dot{\mu}_{к.э}$) с увеличением частоты уменьшается (примерно так же, как $|\dot{\alpha}|$).

Схема, показанная на рис. 55,*б*, является уточненной эквивалентной схемой транзистора. То что сопротивление $r''_б$ является функцией частоты, затрудняет использование уточненной эквивалентной схемы для анализа процессов в широкой полосе частот. Однако для большинства инженерных расчетов вполне удовлетворительные результаты дают эквивалентные схемы, в которых не учитывается частотная зависимость $r''_б$.

Если по переменному току коллектор замкнуть накоротко с базой, то емкость $C_к$ будет шунтировать сопротивление $r'_б$ (сопротивлением $r''_б + r_к \gg r'_б$ можно пренебречь, так как оно относительно велико). Условно можно считать, что шунтирующее действие емкости оказывается заметным, когда ее сопротивление становится меньше шунтируемого, т. е. $1/(\omega C_к) \leqslant r'_б$. Таким образом, частотные свойства коллекторной цепи непосредственно самого транзистора могут быть оценены равенствами $\omega_к = 1/(r'_б C_к)$ или $\tau_к = C_к r'_б = 1/\omega_к$, где $\omega_к$ — круговая частота, начиная с которой следует учитывать шунтирующее действие емкости $C_к$, а $\tau_к$ — параметр транзистора, называемый постоянной времени коллекторной цепи. Чем

меньше $\tau_к = C_к r'_б$, тем больше $\omega_к = 2\pi f_к$, т. е. тем выше граничная частота коллекторной цепи $f_к$.

У дрейфовых транзисторов $f_\alpha > f_к$, следовательно, их частотные свойства в основном определяются постоянной времени коллекторной цепи $\tau_к = C_к r'_б$. Кроме этого, у этих транзисторов значительно слабее, чем у бездрейфовых, проявляется эффект модуляции толщины базы. Поэтому в эквивалентной схеме дрейфового транзистора можно полагать $r_э \approx r'_э$ и $r_б \approx r'_б$.

Так как дифференциальное сопротивление прямо смещенного эмиттерного перехода относительно мало, то шунтирующее действие емкости $C_э$ оказывается незначительным, поэтому в упрощенной эквивалентной схеме (рис. 56,*а*) эту емкость часто опускают, полагая $z_э \approx r_э$. Упрощая эквивалентную схему, емкость коллекторного перехода соединяют с точкой *Б'*. В области относительно низких частот ($f \ll f_к$) влиянием емкости $C_к$ можно пренебречь и тогда $z_к \approx r_к$.

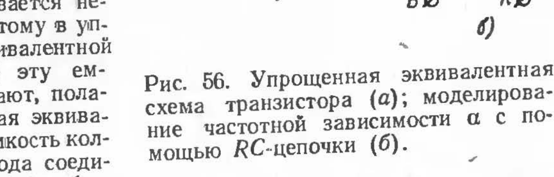


Рис. 56. Упрощенная эквивалентная схема транзистора (*а*); моделирование частотной зависимости α с помощью *RC*-цепочки (*б*).

Наконец, в упрощенной эквивалентной схеме комплексный коэффициент пропорциональности между током зависимого генератора $\dot I_г$ и током эмиттера $\dot I_э$ с достаточной для практических целей точностью (см. стр. 64) можно заменить на комплексный коэффициент передачи тока эмиттера, т. е. $A\dot I_э \approx \dot\alpha \dot I_э$ (рис. 56,*а*). Зависимость генерируемого тока от частоты можно приближенно учесть с помощью *RC*-цепочки, постоянная времени которой равна $RC \approx \tau_\alpha \approx r_э C_э$ (рис. 56,*б*). При анализе схемы сначала находят ток, протекающий по сопротивлению *R* под воздействием $\dot I_э$, а затем его подставляют в зависимый генератор тока $\dot I_г \approx \dot\alpha \dot I_э \approx \alpha \dot I_R$. В схеме (рис. 56,*б*) *RC*-цепочка приближенно моделирует частотную зависимость $\dot\alpha$, что находит свое отражение непосредственно в зависимости токи $\dot I_R$ от частоты.

В заключение отметим, что эквивалентная схема собственно транзистора представляет собой активный (неавтономный) трехполюсник. Любая из усилительных схем транзистора легко получается путем соответствующего выбора общего электрода для входа и выхода.

ВНЕШНИЕ (ВТОРИЧНЫЕ) ПАРАМЕТРЫ ТРАНЗИСТОРА

Недостаток физических параметров заключается в том, что их невозможно непосредственно измерить. В основу расчета физических (первичных) параметров можно положить результаты измерений внешних (вторичных) параметров, соответствующих той или иной

конкретной схеме включения транзистора, представленной в виде линейного четырехполюсника (рис. 57,*а*).

На рис. 57,*а* напряжения и токи на входе и выходе четырехполюсника выражены комплексными величинами (комплексными амплитудами). Общепринятые в теории четырехполюсников положительные направления входных ($\dot{U}_1, \dot{I}_1$) и выходных ($\dot{U}_2$, $\dot{I}_2$) напряжений и токов показаны стрелками.

На рис. 57,*б* указаны принятые за исходные положительные направления переменных напряжений и токов транзистора, согласно чему для всех схем включения транзистора выполняются соотношения

$$\left.\begin{aligned} \dot{U}_к &= \dot{U}_{к.э} + \dot{U}_э; \\ \dot{I}_э &= \dot{I}_к + \dot{I}_б. \end{aligned}\right\}$$

Сопоставляя рис. 57,*а* и *б*, можно установить связь напряжений и токов четырехполюсника с напряжениями и токами транзистора для любой схемы его включения (например, для схемы с ОБ $\dot{U}_э = \dot{U}_1$; $\dot{I}_э = \dot{I}_1$; $\dot{I}_к = -\dot{I}_2$; $\dot{U}_к = \dot{U}_2$).

Известно, что между входными и выходными напряжениями и токами линейного четырехполюсника имеют место соотношения, выраженные двумя независимыми уравнениями: например:

$$\left.\begin{aligned} \dot{U}_1 &= Z_{11}\dot{I}_1 + Z_{12}\dot{I}_2; \\ \dot{U}_2 &= Z_{21}\dot{I}_1 + Z_{22}\dot{I}_2. \end{aligned}\right\} \quad (36)$$

Рис. 57. Активный линейный четырехполюсник (*а*), транзистор как трехполюсник (*б*) (стрелками указаны принятые за положительные направления переменных токов и напряжений четырехполюсника и транзистора).

Постоянные коэффициенты данной системы уравнений, имеющие размерность сопротивлений (*Z*-параметры), можно рассматривать как внешние (или вторичные) параметры транзистора. *Z*-параметры определяются опытным путем и имеют следующий физический смысл:

$Z_{11} = \dot{U}_1/\dot{I}_1$ при $\dot{I}_2 = 0$ — входное сопротивление транзистора (в конкретной схеме включения) при разомкнутой выходной цепи. В данном случае (и в дальнейшем) под размыканием понимается размыкание для переменной составляющей тока. Оно осуществляется с помощью индуктивности, сопротивление которой для переменной составляющей тока много больше выходного сопротивления транзистора (в соответствующей схеме включения). Это делается для того, чтобы выходная цепь по переменному току была практически разомкнута (т. е. $\dot{I}_2 = 0$), а постоянная составляющая, которая определяет рабочий режим транзистора, осталась неизменной. (В дальнейшем оговорки о том, что внешние параметры относятся к конкретным схемам включения транзисторов, опущены.)

$Z_{12} = \dot{U}_1/\dot{I}_2$ при $\dot{I}_1 = 0$ — обратное (проходное) сопротивление транзистора при разомкнутой (для переменного тока) входной цепи.

$Z_{21} = \dot{U}_2/\dot{I}_1$ при $\dot{I}_2 = 0$ — прямое сопротивление при разомкнутой выходной цепи.

$Z_{22} = \dot{U}_2/\dot{I}_2$ при $\dot{I}_1 = 0$ — выходное сопротивление при разомкнутой входной цепи.

Следует заметить, что на низких частотах осуществление режима разомкнутой выходной цепи вызывает некоторые трудности (требуется дроссель с очень большой индуктивностью), так как выходное сопротивление транзистора (особенно в схеме с ОБ) относительно велико.

Так как внешние параметры оказываются различными для различных схем включения транзистора, то их обычно снабжают дополнительными индексами, например $Z_{11б}$; $Z_{11э}$; $Z_{11к}$ и т. д.

Система уравнений (36) может быть разрешена относительно любых двух неизвестных. Если в качестве неизвестных взять токи, то будет получена система

$$\left.\begin{aligned} \dot{I}_1 &= Y_{11}\dot{U}_1 + Y_{12}\dot{U}_2; \\ \dot{I}_2 &= Y_{21}\dot{U}_1 + Y_{22}\dot{U}_2. \end{aligned}\right\} \quad (37)$$

Постоянные коэффициенты данной системы уравнений, имеющие размерность проводимостей (*Y*-параметры), также являются внешними (или вторичными) параметрами транзистора, которые можно выразить через *Z*-параметры или непосредственно определить опытным путем. *Y*-параметры имеют следующий физический смысл:

$Y_{11} = \dot{I}_1/\dot{U}_1$ при $\dot{U}_2 = 0$ — входная проводимость при замкнутой накоротко выходной цепи. В данном случае (и в дальнейшем) под коротким замыканием понимается замыкание по переменной составляющей, которое практически осуществляется с помощью достаточно большой емкости. Это делается для того, чтобы в конкретной схеме переменная составляющая напряжения была замкнута накоротко, а постоянная составляющая, которая определяет рабочий режим, осталась неизменной.

$Y_{12} = \dot{I}_1/\dot{U}_2$ при $\dot{U}_1 = 0$ — обратная (проходная) проводимость при замкнутой накоротко входной цепи. Следует заметить, что на низких частотах для осуществления этого режима требуется очень большая емкость, так как входное сопротивление транзистора (особенно в схеме с ОБ) относительно мало.

$Y_{21} = \dot{I}_2/\dot{U}_1$ при $\dot{U}_2 = 0$ — прямая проводимость при замкнутой выходной цепи. Нетрудно заметить, что $Y_{21э} = \dot{I}_2/\dot{U}_1 = -\dot{I}_к/-\dot{U}_б = \dot{S}_т$ (комплексная крутизна транзистора),

$Y_{22} = \dot{I}_2/\dot{U}_2$ при $\dot{U}_1 = 0$ — выходная проводимость при замкнутой входной цепи.

Полагая во втором равенстве системы уравнений (37) $\dot{I}_2 = 0$, получим $0 = Y_{21}\dot{U}_1 + Y_{22}\dot{U}_2$, откуда для схемы транзистора с ОЭ

$$\dot{U}_2/\dot{U}_1 = -Y_{21э}/Y_{22э} = -Z_{вых.э.з}\dot{S}_т = -\dot{\mu}_т,$$

где $1/Y_{22э} = Z_{вых.э.з}$ — выходное сопротивление транзистора с ОЭ при замкнутом входе.

Если в качестве неизвестных взять $\dot{U}_1$ и $\dot{I}_2$, то из системы уравнений (36) или (37) будет получена система

$$\left.\begin{aligned}\dot{U}_1 &= H_{11}\dot{I}_1 + H_{12}\dot{U}_2;\\ \dot{I}_2 &= H_{21}\dot{I}_1 + H_{22}\dot{U}_2.\end{aligned}\right\}$$

Постоянные коэффициенты данной схемы (имеющие смешанную размерность) также являются внешними (или вторичными) параметрами (H-параметры), которые можно выразить через другие внешние параметры или определить опытным путем. Они имеют следующий физический смысл:

$H_{11} = \dot{U}_1/\dot{I}_1$ при $\dot{U}_2 = 0$ — входное сопротивление при замкнутой накоротко выходной цепи.

$H_{12} = \dot{U}_1/\dot{U}_2$ при $\dot{I}_1 = 0$ — коэффициент обратной связи по напряжению при разомкнутой входной цепи.

$H_{21} = \dot{I}_2/\dot{I}_1$ при $\dot{U}_2 = 0$ — коэффициент передачи по току при замкнутой накоротко выходной цепи.

Нетрудно показать, что

$$H_{21б} = \dot{I}_2/\dot{I}_1 = -\dot{I}_к/\dot{I}_э = -\dot{\alpha};\quad H_{21э} = \dot{I}_2/\dot{I}_1 = -\dot{I}_к/-\dot{I}_б = \dot{\beta}.$$

$H_{22} = \dot{I}_2/\dot{U}_2$ при $\dot{I}_1 = 0$ — выходная проводимость при разомкнутой выходной цепи.

Таким образом, для практического определения H-параметров необходимо обеспечение режимов размыкания входной цепи и короткого замыкания выходной цепи, что осуществляется достаточно легко, поэтому данные параметры можно измерить с более высокой точностью.

Для данного четырехполюсника между его различными системами параметров имеют место соотношения, приведенные в табл. 1.

Эти соотношения легко получить, решая, например, уравнения (36) относительно $\dot{I}_1$ и $\dot{I}_2$, а также относительно $\dot{U}_2$ и $\dot{I}_1$.

На низких частотах реактивные элементы транзистора практически не оказывают влияния на его работу, поэтому все первичные (и вторичные) параметры становятся вещественными величинами: $z_э = r_э$; $z_к = r_к$; $z_г = r_г$; $\dot{A} = a$; $\dot{\alpha} = \alpha$; $\dot{\beta} = \beta$; Z-параметры переходят в R-параметры; Y-параметры — в g-параметры; H-параметры — в h-параметры.

Для транзистора с ОБ h-параметры можно относительно легко определить по статическим характеристикам.

Для этого амплитудные значения токов и напряжений представляют в виде конечных приращений и затем находят:

$$h_{11б} = \left.\frac{U_{1m}}{I_{1m}}\right|_{U_{2m}=0} = \left.\frac{\Delta U_э}{\Delta I_э}\right|_{\Delta U_к=0\ (U_к=U_{к0}=\text{const})},$$

где $\Delta U_э$ и $\Delta I_э$ — приращения, соответствующие катетам треугольника ABC, построенного на эмиттерной характеристике, в окрестности точки покоя (рис. 35);

$$h_{12б} = \left.\frac{U_{1m}}{U_{2m}}\right|_{I_{1m}=0} = \left.\frac{\Delta U_э}{\Delta U_к}\right|_{\Delta I_э=0\ (I_э=I_{э0}=\text{const})},$$

Z	Y	H
Z_{11}	$Y_{22}/\|Y\|$	$\|H\|/H_{22}$
Z_{12}	$-Y_{12}/\|Y\|$	H_{12}/H_{22}
Z_{21}	$-Y_{21}/\|Y\|$	$-H_{21}/H_{22}$
Z_{22}	$Y_{11}/\|Y\|$	$1/H_{22}$
$Z_{22}/\|Z\|$	Y_{11}	$1/H_{11}$
$-Z_{12}/\|Z\|$	Y_{12}	$-H_{12}/H_{11}$
$-Z_{21}/\|Z\|$	Y_{21}	H_{21}/H_{11}
$Z_{11}/\|Z\|$	Y_{22}	$\|H\|/H_{11}$
$\|Z\|/Z_{22}$	$1/Y_{11}$	H_{11}
Z_{12}/Z_{22}	$-Y_{12}/Y_{11}$	H_{12}
$-Z_{21}/Z_{22}$	Y_{21}/Y_{11}	H_{21}
$1/Z_{22}$	$\|Y\|/Y_{11}$	H_{22}

Примечания: 1. $|Z| = Z_{11}Z_{22} - Z_{12}Z_{21}$; $|Y| = Y_{11}Y_{22} - Y_{12}Y_{21}$; $|H| = H_{11}H_{22} - H_{12}H_{21}$.
2. На низких частотах $Z \to R$; $Y \to g$; $H \to h$.

где $\Delta U_э$ и $\Delta U_к$ — приращения эмиттерного и коллекторного напряжений при переходе из точки A в точку C при $I_э = \text{const}$ (рис. 35);

$$h_{21б} = \left.\frac{I_{2m}}{I_{1m}}\right|_{U_{2m}=0} = -\left.\frac{\Delta I_к}{\Delta I_э}\right|_{\Delta U_к=0\ (U_к=U_{к0}=\text{const})},$$

где $\Delta I_к$ и $\Delta I_э$ — приращения коллекторного и эмиттерного токов при переходе из точки a в точку a' при $U_к = \text{const}$ (рис. 41). При этом необходимо, чтобы точка a коллекторных характеристик соответствовала положению точки A на эмиттерных характеристиках;

$$h_{22б} = \left.\frac{I_{2m}}{U_{2m}}\right|_{I_{1m}=0} = \left.\frac{\Delta I'_к}{\Delta U_к}\right|_{\Delta I_э=0\ (I_э=I_{э0}=\text{const})},$$

где $\Delta I'_к$ и $\Delta U_к$ — приращения, соответствующие катетам $\triangle\ abc$, построенного на коллекторной характеристике в окрестности точки покоя (рис. 41).

В качестве примера приведены усредненные значения параметров для типового режима транзистора ГТ 308А, включенного по схеме с ОБ; $h_{11б} = 30$ Ом; $h_{12б} = 1 \cdot 10^{-3}$; $h_{21б} = -0{,}98$; $1/h_{22б} = 0{,}5$ МОм.

ВЗАИМОСВЯЗЬ ВНЕШНИХ И ВНУТРЕННИХ ПАРАМЕТРОВ ТРАНЗИСТОРА

На рис. 58 показана упрощенная эквивалентная схема транзистора с ОБ. Стрелками указаны принятые за положительные направления переменных токов и напряжений транзистора.

С помощью данной схемы можно установить примерную взаимосвязь между внешними и внутренними параметрами транзистора.

Известно, что $Z_{11}=\dot U_1/\dot I_1$ при $\dot I_2=0$. При разомкнутом выходе входное напряжение схемы будет $\dot U_1=\dot I_1(z_э+r_б)$, следовательно,

$$Z_{11б}=\frac{\dot I_1(z_э+r_б)}{\dot I_1}=z_э+r_б.$$

$Z_{12}=\dot U_1/\dot I_2$ при $\dot I_1=0$. При разомкнутом входе входное напряжение схемы будет определяться током $\dot I_2$, протекающим по сопротивлению $r_б$, т. е. $\dot U_1=\dot I_2 r_б$, следовательно,

$$Z_{12б}=\dot I_2 r_б/\dot I_2=r_б.$$

$Z_{21}=\dot U_2/\dot I_1$ при $\dot I_2=0$. При разомкнутом выходе выходное напряжение складывается из напряжения, выделяющегося на $r_б$ и э. д. с. генератора $\dot E_г$, т. е. $\dot U_2=\dot I_1 r_б+\dot I_э z_г$, но $\dot I_э=\dot I_1$, поэтому

$$Z_{21б}=\frac{\dot I_1(r_б+z_г)}{\dot I_1}=r_б+z_г=r_б+\dot A z_к.$$

Рис. 58. Эквивалентная схема транзистора с ОБ.

$Z_{22}=\dot U_2/\dot I_2$ при $\dot I_1=0$. При разомкнутом входе $\dot I_1=\dot I_э=0$ и $E_г=0$, поэтому выходное напряжение схемы будет $\dot U_2=\dot I_2(z_к+r_б)$, следовательно,

$$Z_{22б}=\frac{\dot I_2(z_к+r_б)}{\dot I_2}=z_к+r_б.$$

Решив данную систему уравнений относительно внутренних параметров транзистора, получим:

$$\left.\begin{aligned} r_б&=Z_{12б}; & z_г&=Z_{21б}-Z_{12б};\\ z_э&=Z_{11б}-Z_{12б}; & z_к&=Z_{22б}-Z_{12б}. \end{aligned}\right\} \qquad (38)$$

Учитывая равенство $z_г=\dot A z_к$, табл. 1 и соотношения (38), получаем:

$$\dot A=z_г/z_к=(Z_{21б}-Z_{12б})/(Z_{22б}-Z_{12б})\approx Z_{21б}/Z_{22б}=-H_{21б}=\dot\alpha,$$

так как у всех современных (плоскостных) транзисторов

$$|Z_{21б}|\gg|Z_{12б}| \quad и \quad |Z_{22б}|\gg|Z_{12б}|.$$

На рис. 59,*а* показана у п р о щ е н н а я э к в и в а л е н т н а я с х е м а т р а н з и с т о р а с ОЭ. Для этой схемы

$$Z_{11э}=\left.\frac{\dot U_1}{\dot I_1}\right|_{\dot I_2=0}=\frac{\dot I_1(r_б+z_э)}{\dot I_1}=r_б+z_э;$$

$$Z_{12э}=\left.\frac{\dot U_1}{\dot I_2}\right|_{\dot I_1=0}=\frac{\dot I_2 z_э}{\dot I_2}=z_э;$$

$$Z_{21э}=\left.\frac{\dot U_2}{\dot I_1}\right|_{\dot I_2=0}=\frac{\dot I_1 z_э+\dot I_э z_г}{\dot I_1}=\frac{\dot I_1(z_э-z_г)}{\dot I_1}=z_э-z_г=z_э-\dot A z_к$$

(при разомкнутом выходе в схеме на рис. 59, *а* $\dot I_э=-\dot I_1$);

$$Z_{22э}=\left.\frac{\dot U_2}{\dot I_2}\right|_{\dot I_1=0}=\frac{\dot I_2(z_к+z_э)+\dot I_э z_г}{\dot I_2}=\frac{\dot I_2(z_к+z_э-z_г)}{\dot I_2}=z_к+z_э-z_г=z_э+z_к(1-\dot A)$$

(при разомкнутом входе в схеме рис. 59,*а* $\dot I_э=-\dot I_2$).

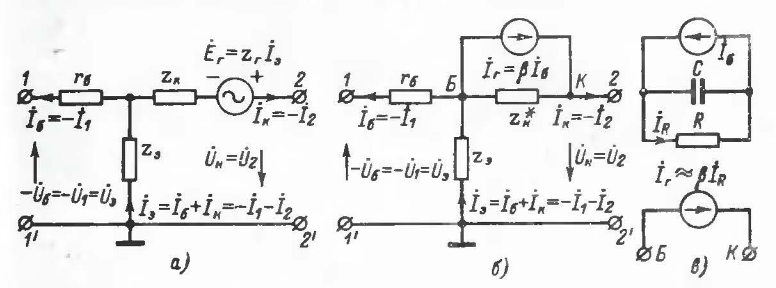


Рис. 59. Эквивалентные схемы транзистора с ОЭ (*а*, *б*) и моделирование частотной зависимости β с помощью *RC*-цепочки (*в*).

Решив данную систему уравнений относительно внутренних параметров транзистора, получим:

$$z_э=Z_{12э};\quad z_г=Z_{12э}-Z_{21э};$$

$$r_б=Z_{11э}-Z_{12э};\quad z_к=Z_{22э}-Z_{21э}.$$

На рис. 59,*б* приведена упрощенная эквивалентная схема транзистора с ОЭ, в которой коллекторный переход представлен в виде генератора тока $\dot I_г\approx\dot\alpha\dot I_э=\dot I_к=\beta\dot I_б$, приведенного ко входному току схемы (току базы транзистора). Очевидно, что внешний параметр транзистора $Z_{22э}=z_э+z_к(1-\dot A)$ не должен зависеть от того, в каком виде представлен генератор тока. Определив $Z_{22э}$ для схемы на рис. 53,*б*, получим:

$$Z_{22э}=\left.\frac{\dot U_2}{\dot I_2}\right|_{\dot I_1=0}=\frac{\dot I_2(z_э+z^*_к)}{\dot I_2}=z_э+z^*_к,$$

следовательно, $z_к(1-\dot A)=z^*_к$, откуда при $\dot A\approx\dot\alpha\approx\alpha$

$$\frac{1}{z^*_к}=\frac{1}{z_к(1-\alpha)}=\left(\frac{1}{r_к}+j\omega C_к\right)(\beta+1)=\frac{1}{r^*_к}+j\omega C^*_к,$$

где $r^*_к=r_к/(\beta+1)\approx r_к/\beta$; $C^*_к=C_к(\beta+1)\approx C_к\beta$.

Частотную зависимость генератора тока транзистора, если он приведен к току базы, также можно промоделировать с помощью вспомогательной *RC*-цепочки, но при этом постоянная времени этой цепи должна быть равна $RC\approx\tau_\beta$ (рис. 59,*в*).

На рис. 60 приведена упрощенная эквивалентная схема транзистора с ОК. Для этой схемы

$$Z_{11к}=\frac{\dot U_1}{\dot I_1}\Big|_{\dot I_2=0}=\frac{\dot I_1(r_б+z_к)}{\dot I_1}=r_б+z_к;$$

$$Z_{12к}=\frac{\dot U_1}{\dot I_2}\Big|_{\dot I_1=0}=\frac{\dot I_2 z_к-\dot I_э z_г}{\dot I_2}=\frac{\dot I_2(z_к-z_г)}{\dot I_2}=z_к-z_г=z_к(1-\dot A);$$

$$Z_{21к}=\frac{\dot U_2}{\dot I_1}\Big|_{\dot I_2=0}=\frac{\dot I_1 z_к}{\dot I_1}=z_к;$$

$$Z_{22к}=\frac{\dot U_2}{\dot I_2}\Big|_{\dot I_1=0}=\frac{\dot I_2(z_э+z_к)-\dot I_э z_г}{\dot I_2}=$$

$$=\frac{\dot I_2(z_э+z_к-z_г)}{\dot I_2}=z_э+z_к-z_г=z_э+z_к(1-\dot A).$$

Отсюда

$$z_к=Z_{21к};\quad z_г=Z_{21к}-Z_{12к};$$

$$r_б=Z_{11к}-Z_{21к};\quad z_э=Z_{22к}-Z_{12к}.$$

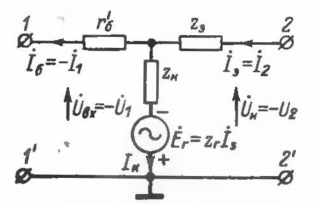


Рис. 60. Эквивалентная схема транзистора с ОК.

Конечные результаты всех вычислений сведены в табл. 2.

Таблица 2

Параметры	Схемы включения транзисторов		
	ОБ	ОЭ	ОК
Z_{11}	$z_э+r_б$	$r_б+z_э$	$r_б+z_к$
Z_{12}	$r_б$	$z_э$	$z_к(1-\dot A)$
Z_{21}	$r_б+\dot A z_к$	$z_э-\dot A z_к$	$z_к$
Z_{22}	$z_к+r_б$	$z_э+z_к(1-\dot A)$	$z_э+z_к(1-\dot A)$
$z_э$	$Z_{11}-Z_{12}$	Z_{12}	$Z_{22}-Z_{12}$
$r_б$	Z_{12}	$Z_{11}-Z_{12}$	$Z_{11}-Z_{21}$
$z_к$	$Z_{22}-Z_{12}$	$Z_{22}-Z_{21}$	Z_{21}
$z_г$	$Z_{21}-Z_{12}$	$Z_{12}-Z_{21}$	$Z_{21}-Z_{12}$
$\dot A$	$(Z_{21}-Z_{12})/(Z_{22}-Z_{12})$	$(Z_{12}-Z_{21})/(Z_{22}-Z_{21})$	$(Z_{21}-Z_{12})/Z_{21}$

Примечания: 1. При замене $z_э$ на $r_э$ и $\dot A$ на $\dot\alpha$ таблица дает приближенные соотношения, пригодные для практических расчетов.

2. Используя данные табл. 1, внутренние параметры можно выразить через внешние Y- или H-параметры транзистора.

Внутренние параметры для одного и того же режима одинаковы независимо от способа включения транзистора, они обычно имеют следующие примерные значения: $r'_э=3\div30$ Ом, $r'_б=100\div1\,000$ Ом, $r_к=0{,}1\div1$ МОм, $C_э\approx100$ пФ; $C_к\approx10$ пФ; а Z-параметры (соответственно Y- и H-параметры) получаются разными для различных схем включения.

СХЕМЫ ЗАМЕЩЕНИЯ УСИЛИТЕЛЬНЫХ КАСКАДОВ И ИХ ПАРАМЕТРЫ

На рис. 61 изображен усилительный элемент в виде активного линейного четырехполюсника. К его зажимам подключена нагрузка, которая в общем случае носит комплексный характер. Ко входным зажимам подключен источник усиливаемого сигнала $\dot E_c$ с внутренним сопротивлением Z_c. Активный линейный четырехполюсник может быть представлен в виде некоторой схемы замещения.

Система Z-параметров четырехполюсника определяет его Т-образную схему замещения (рис. 62). Запишем уравнения (36) в несколько ином виде, прибавив и отняв величину $Z_{12}\dot I_1$ во втором равенстве:

$$\boxed{\begin{aligned}\dot U_1&=Z_{11}\dot I_1+Z_{12}\dot I_2\\ \dot U_2&=Z_{12}\dot I_1+Z_{22}\dot I_2\end{aligned}}+\overbrace{(Z_{21}-Z_{12})\,\dot I_1}^{\dot E_г}.$$

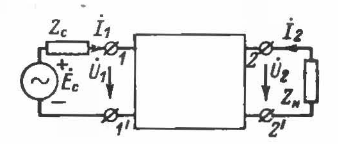


Рис. 61. Активный линейный четырехполюсник как усилитель.

Выражения в рамке представляют собой уравнения обычного пассивного четырехполюсника, который может быть замещен Т-образной схемой (часть схемы на рис. 62, ограниченная рамкой). Член $(Z_{21}-Z_{12})\dot I_1$ представляет собой источник э. д. с., величина которого не зависит от свойств внешней по отношению к нему цепи (от $Z_н$). Он определяет долю выходного напряжения $\dot U_2$, обусловленную воздействием входного тока $\dot I_1$. Нетрудно заметить, что физическая эквивалентная схема транзистора и Т-образная эквивалентная схема замещения активного линейного четырехполюсника детально совпадают.

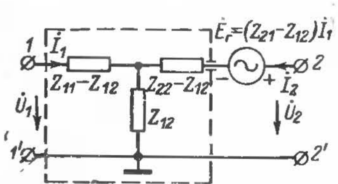


Рис. 62. Т-образная схема замещения активного линейного четырехполюсника.

Система Y-параметров четырехполюсника определяет его П-образную схему замещения (рис. 63). Запишем уравнения (37) в несколько ином виде, прибавив и отняв во втором равенстве величину $Y_{12}\dot U_1$:

$$\boxed{\begin{aligned}\dot I_1&=Y_{11}\dot U_1+Y_{12}\dot U_2\\ \dot I_2&=Y_{12}\dot U_1+Y_{22}\dot U_2\end{aligned}}+\overbrace{(Y_{21}-Y_{12})\,\dot U_1}^{\dot I_г}.$$

Выражения в рамке представляют собой уравнения обычного пассивного четырехполюсника, который может быть замещен П-об-

разной схемой (часть схемы на рис. 63, ограниченная рамкой). Член $(Y_{21}-Y_{12})\dot U_1$ представляет собой источник тока, величина которого не зависит от свойств внешней цепи. Он определяет долю выходного тока $\dot I_2$, обусловленную действием входного напряжения.

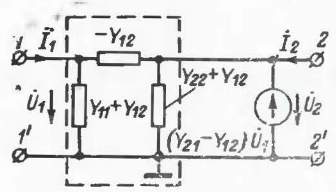


Рис. 63. П-образная схема замещения активного линейного четырехполюсника.

Используя соотношения, приведенные в табл. 1, можно произвести пересчет Т-образной схемы в П-образную и, наоборот, П-образной в Т-образную.

Система H-параметров четырехполюсника определяет еще одну схему замещения, приведенную на рис. 64.

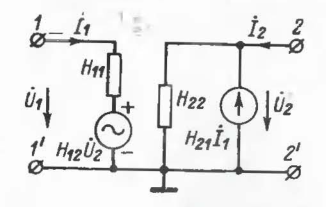


Рис. 64. Схема замещения активного линейного четырехполюсника на основе H-параметров.

В последнее время довольно часто используют *гибридную схему замещения транзистора.* В этой схеме из транзистора выделяют сопротивление базы $r'_б$ (рис. 65,*а*), а «идеальный» транзистор, в котором учитывается эффект модуляции базы, заменяют П-образной схемой (рис. 65,*б*).

В отличие от реального транзистора, обладающего сопротивлением базы $r'_б$, комплексные проводимости «идеального» транзистора на схеме рис. 65,*б* помечены штрихами. Их значения получают путем преобразования Т-образной схемы «идеального» транзистора в П-образную схему замещения.

При этом

$$Y'_{б.к}=g'_{б.к}+j\omega C'_{б.к},$$

где $C'_{б\,к}\approx C_к$—емкость, примерно соответствующая барьерной емкости коллекторного перехода, а $g'_{б.к}\approx 1/r_к$;

$$Y'_{б.э}=g'_{б.э}+j\omega C'_{б.э},$$

где $g'_{б.э}\approx 1/r'_э(\beta+1)$ — проводимость, примерно равная проводимости эмиттерного перехода для тока базы: $C'_{б.э}\approx C_э$ — емкость, примерно соответствующая диффузионной емкости эмиттерного перехода;

$$Y'_{к.э}=g'_{к.э}+j\omega C'_{к.э},$$

где $g'_{к.э}\approx(\beta+1)/(2r_к)$; $C'_{к.э}\approx 0{,}2\tau_\beta/r_к$;

$$Y'_т\approx \dot S'_т=\dot I_к/\dot U'_б\approx\frac{\alpha}{r_э}(1-j0{,}4\omega/\omega_\alpha).$$

Гибридная схема дает удовлетворительные результаты до частот порядка $0{,}5\ \omega_\alpha$.

Параметрами транзистора в усилительной схеме являются $Z_{вх}$; $Z_{вых}$; $\dot K$; $\dot K_i$; K_P. Все эти параметры транзистора как усилителя

можно найти путем решения его эквивалентных схем. Однако их можно определить непосредственно из системы Z-, Y- или H-параметров. Воспользуемся системой Z-параметров

1) $\dot U_1=Z_{11}\dot I_1+Z_{12}\dot I_2$;

2) $\dot U_2=Z_{21}\dot I_1+Z_{22}\dot I_2$.

Введем еще два уравнения, полученные на основании второго закона Кирхгофа, применительно к схеме на рис. 61

3) $\dot E_с=\dot I_1 Z_с+\dot U_1$;

4) $\dot U_2=-\dot I_2 Z_н$.

Рис. 65. Гибридная схема замещения транзистора с ОЭ.

Коэффициент усиления по току $\dot K_i=-\dot I_2/\dot I_1$ находим, подставляя четвертое уравнение во второе, откуда получаем:

$$\dot K_i=-\dot I_2/\dot I_1=-Z_{21}/(Z_{22}+Z_н).$$

Входное сопротивление $Z_{вх}=\dot U_1/\dot I_1$ находим, поделив первое уравнение на $\dot I_1$, откуда

$$Z_{вх}=Z_{11}+Z_{12}\frac{\dot I_2}{\dot I_1}=Z_{11}-Z_{12}\dot K_i=Z_{11}-\frac{Z_{12}Z_{21}}{Z_{22}+Z_н}.$$

Коэффициент усиления по напряжению $\dot K=\dot U_2/\dot U_1$ находим, поделив четвертое уравнение на первое, откуда

$$\dot K=-\frac{\dot I_2 Z_н}{Z_{11}\dot I_1+Z_{12}\dot I_2}=\frac{Z_н}{Z_{11}-Z_{12}\dot K_i}K_i=\frac{Z_н}{Z_{вх}}K_i.$$

Коэффициент усиления по мощности

$$K_P=|\dot K\dot K_i|=\left|\frac{Z_н}{Z_{вх}}\dot K_i^2\right|.$$

Выходное сопротивление $Z_{вых}=\dot U_2/\dot I_2$ при $\dot E_с=0$ и $Z_н=\infty$. Из третьего уравнения, положив $\dot E_с=0$, находим $\dot U_1=-\dot I_1 Z_с$, подставляем в первое уравнение $-\dot I_1(Z_с+Z_н)=Z_{12}\dot I_2$, т. е. $\dot I_1=-\dot I_2 Z_{12}/(Z_с+Z_н)$, затем подставляем во второе уравнение, откуда находим:

$$Z_{вых}=\dot U_2/\dot I_2=Z_{22}-Z_{12}Z_{21}/(Z_с+Z_{11}).$$

В табл. 3 эти параметры для некоторых частных случаев выражены через внутренние параметры транзистора в соответствии с данными табл. 2. Преобразования в приближенных равенствах произведены с учетом того, что $r_э\ll|z_к(1-\dot\alpha)|<|z_к\dot\alpha|$ и $z_э\ll r'_б$.

Таблица 3

Параметры и общие формулы	Схемы включения транзистора		
	ОБ	ОЭ	ОК
$\dot K_i = \frac{Z_{21}}{Z_\text{н}+Z_{22}} \approx \frac{Z_{21}}{Z_{22}}$ при $\lvert Z_\text{н}\rvert \ll \lvert Z_{22}\rvert$	$\frac{\alpha z_\text{к}+r_\text{б}}{Z_\text{н}+z_\text{к}+r_\text{б}} \approx \dot\alpha = \frac{\dot\beta}{\dot\beta+1} \approx \frac{\alpha}{1+j\omega\tau_\alpha}$	$\frac{z_\text{э}-\dot\alpha z_\text{к}}{Z_\text{н}+z_\text{э}+z_\text{к}(1-\alpha)} \approx -\dot\beta = -\frac{\dot\alpha}{1-\dot\alpha} \approx -\frac{\dot\beta}{1+j\omega\tau_\beta}$	$\frac{z_\text{к}}{Z_\text{н}+z_\text{э}+z_\text{к}(1-\dot\alpha)} \approx \dot\beta+1 = \frac{1}{1-\dot\alpha} = \frac{\dot\beta}{\dot\alpha} \approx \frac{\beta}{\alpha}\frac{1+j\omega\tau_\alpha}{1+j\omega\tau_\beta}$
$Z_\text{вх} = Z_{11} - \frac{Z_{12}Z_{21}}{Z_\text{н}+Z_{22}} \approx Z_{11} - \frac{Z_{12}Z_{21}}{Z_{22}}$ при $\lvert Z_\text{н}\rvert \ll \lvert Z_{22}\rvert$	$z_\text{э}+r_\text{б}-\frac{r_\text{б}(r_\text{б}+z_\text{к}\dot\alpha)}{Z_\text{н}+r_\text{б}+z_\text{к}} \approx r_\text{э}+r_\text{б}-\frac{r_\text{б}\alpha}{1+j\omega_{\tau_\alpha}}$	$r_\text{б}+z_\text{э}+\frac{z_\text{э}(z_\text{к}\dot\alpha-z_\text{э})}{Z_\text{н}+z_\text{э}+z_\text{к}(1-\dot\alpha)} \approx r_\text{б}+r_\text{э}+\frac{r_\text{э}\beta}{1+j\omega\tau_\beta}$	$\frac{Z_\text{вх.б}+Z_\text{н}}{1-\alpha} \approx (Z_\text{вх.б}+Z_\text{н})\dot\beta$
$\dot K = \frac{Z_\text{н}}{Z_\text{вх}}\dot K_i$ $\left(\dot K = \frac{Z_{21}}{Z_{11}} \text{ при } Z_\text{н} = \infty\right)$	$\approx \frac{Z_\text{н}\alpha}{(z_\text{э}+r_\text{б})(1+j\omega\tau_\alpha)-r_\text{б}\alpha}$; $\left(\frac{r_\text{б}+z_\text{к}\dot\alpha}{r_\text{б}+z_\text{э}} \approx \frac{z_\text{к}\dot\alpha}{z_\text{э}+r_\text{б}} \approx -\dot\mu_\text{т}\right)$	$\approx -\frac{Z_\text{н}\beta}{(r_\text{б}+z_\text{э})(1+j\omega\tau_\beta)+z_\text{э}\beta}$; $\left(\frac{z_\text{э}-z_\text{к}\dot\alpha}{z_\text{э}+r_\text{б}} \approx -\frac{z_\text{к}\dot\alpha}{z_\text{э}+r_\text{б}} = \dot\mu_\text{т}\right)$	$\frac{Z_\text{н}}{Z_\text{вх.б}+Z_\text{н}}$ $\left(\frac{z_\text{к}}{r_\text{б}+z_\text{к}} \approx 1\right)$
$Z_\text{вых} = Z_{22} - \frac{Z_{12}Z_{21}}{Z_\text{c}+Z_{11}}$ ($Z_\text{вых}$ при $Z_\text{c} \approx \infty$; $Z_\text{вых}$ при $Z_\text{c} \approx 0$)	$\approx z_\text{к}+r_\text{б}-\frac{r_\text{б}z_\text{к}\dot\alpha}{Z_\text{c}+z_\text{э}+r_\text{б}}$; ($z_\text{к}+r_\text{б} \approx z_\text{к}$; $\approx z_\text{к}(1-\dot\alpha)$)	$\approx z_\text{к}(1-\dot\alpha)+\frac{r_\text{э}z_\text{к}\dot\alpha}{Z_\text{c}+z_\text{э}+r_\text{б}}$; ($z_\text{э}+z_\text{к}(1-\dot\alpha) \approx z_\text{к}(1-\dot\alpha)$; $\approx z_\text{к}(1-\dot\alpha)+\frac{z_\text{э}z_\text{к}\dot\alpha}{z_\text{э}+r_\text{б}}$)	($Z_\text{вых.э.х} \approx z_\text{к}(1-\alpha)$; $Z_\text{вх.б.з} \approx r_\text{э}+r_\text{б}-\frac{r_\text{б}\alpha}{1-j\omega\tau_\alpha}$)
$Y_{21} = -Z_{21}/\lvert Z\rvert$ Прямая проводимость	$-\frac{(r'_\text{б}+z_\text{к}\dot\alpha)}{(z'_\text{э}+r'_\text{б})(r'_\text{б}+z_\text{к})-r'_\text{б}(r'_\text{б}+z_\text{к}\dot\alpha)} \approx -\frac{\dot\beta}{r'_\text{б}+r'_\text{э}(\dot\beta+1)} \approx -\dot S_\text{т}$	$\frac{(z_\text{к}\dot\alpha-z'_\text{э})}{(r'_\text{б}+z'_\text{э})[z'_\text{э}+z_\text{к}(1-\dot\alpha)]+z'_\text{э}(z_\text{к}\dot\alpha-z'_\text{э})} \approx \frac{\dot\beta}{r'_\text{б}+r'_\text{э}(\dot\beta+1)} \approx \frac{S_\text{т}}{1+j\omega\tau_s} = \dot S_\text{т}$, где $\tau_s = \frac{r'_\text{б}+r'_\text{э}}{r'_\text{б}+r'_\text{э}(\beta+1)}\tau_\beta$	$\approx -S_\text{т}$

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПРЕДЕЛЬНЫХ РЕЖИМОВ ТРАНЗИСТОРА И ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПАРАМЕТРЫ ТРАНЗИСТОРА

Превышение предельных режимов электронного прибора приводит к нарушению его нормальной работы и очень часто сопровождается выходом прибора из строя.

Основными параметрами предельных режимов являются:

$P_{к.макс}$ — *максимально допустимая мощность, рассеиваемая на коллекторном переходе;*

$U_{к.макс}$ — *максимально допустимое обратное напряжение между коллектором и базой транзистора;*

$U_{э.макс}$ — *максимально допустимое обратное напряжение на эмиттерном переходе;*

$I_{к.макс}$ — *максимально допустимый ток коллектора.*

Предельные режимы транзисторов определяются теми же факторами, что и предельные режимы диодов. Максимально допустимые напряжения ограничиваются пробивными напряжениями соответствующих переходов, максимально допустимые мощность и ток ограничиваются максимальной температурой перехода и тепловым пробоем. Максимально допустимая мощность транзистора определяется в основном мощностью коллектора $P_{к.макс}$, так как мощность, выделяющаяся в эмиттерном переходе, относительно мала. Величина $P_{к.макс}$ рассчитывается по формулам (12) и (13) как максимально допустимая мощность полупроводникового диода. На рис. 66,*а* показано семейство статических коллекторных характеристик транзистора с ОЭ с нанесенными на них границами максимально допустимых режимов. Линия максимально допустимой мощности коллекторного перехода, определяемая выражением $I_к = P_{к\ макс}/U_{к.э}$, зависит от температуры окружающей среды $t_о$.

Область гарантированной надежной работы транзистора располагается ниже границы допустимой мощности.

Диапазон рабочих температур транзисторов, так же как и диодов, определяется температурными свойствами *p-n* переходов. Температура *p-n* переходов в свою очередь зависит от температуры окружающей среды и от той электрической мощности, которая рассеивается в переходе в виде тепла.

С изменением температуры фактически изменяются все параметры транзистора. Но особенно сильно изменяется собственный обратный ток коллекторного перехода $I_{к.о}$, величина которого, как и обратного тока диода, определяется формулой (11).

Изменение тока $I_{к.о}$ приводит к смещению выходных (коллекторных) характеристик транзистора с ОБ в область больших токов $I_к = \alpha_и I_э + I_{к.о}$, но наиболее сильно от температуры зависят выходные (коллекторные) характеристики транзистора с ОЭ, так как их смещение определяет сквозной ток $\beta_{и0} I_{к.о}$ (рис. 66,*а*).

При увеличении температуры прямой ток эмиттера увеличивается, как и прямой ток полупроводникового диода.

Базовые характеристики транзистора для двух различных температур показаны на рис. 66,*б*. При повышении температуры обратный ток базы $I_{б.обр} = I_{к.о} + I_{э.о}$ увеличивается. При малых значениях прямой ток базы $I_б = I_э - I_к = I_{эп} + I_{э.рек} - I_{к.о}$ очень сильно зависит от собственного обратного тока коллектора, поэтому с увеличением температуры он уменьшается. При больших значениях прямой ток базы определяется членами $I_{эп} + I_{э.рек}$, которые увеличиваются с ростом температуры вместе с увеличением тока эмиттера. Поэтому базовые характеристики при некотором значении прямого тока базы пересекаются.

Зависимость предельных режимов транзисторов от температуры аналогична зависимости предельных режимов диода. При электрическом виде пробоя пробивные напряжения переходов с увеличе-

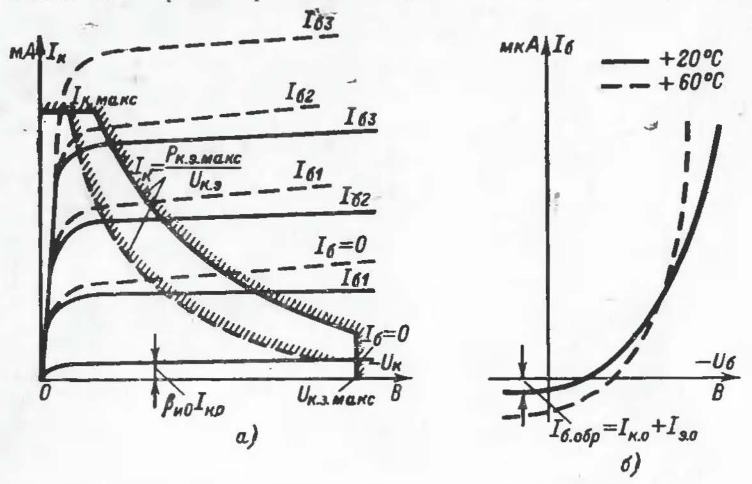


Рис. 66. Зависимость выходных (*а*) и входных (*б*) статических характеристик от температуры.

нием температуры несколько возрастают, следовательно, возрастают и максимально допустимые напряжения $U_{к.макс}$, $U_{к.э.макс}$, $U_{э.обр.макс}$. При тепловом виде пробоя с увеличением температуры эти параметры уменьшаются.

Максимально допустимая мощность рассеяния на коллекторном переходе с увеличением температуры согласно формулам (12), (13) уменьшается.

ИМПУЛЬСНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ТРАНЗИСТОРА

При работе транзистора в импульсных схемах различают *режимы малого* и *большого сигналов*. При большом сигнале транзисторы работают в ключевом режиме: производят замыкание и размыкание цепи нагрузки при поступлении во входную цепь управляющих сигналов.

На рис. 67 приведена схема простейшего ключа на транзисторе с ОЭ, а на рис. 68 — его нагрузочная характеристика (нагрузочная прямая), изображенная совместно с семейством выходных (коллекторных) характеристик транзистора с ОЭ. Нагрузочная прямая устанавливает взаимозависимость возможных постоянных значений токов и напряжений в выходной (кол-

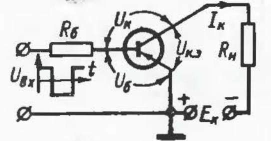


Рис. 67. Схема электронного ключа на транзисторе с ОЭ.

лекторной) цепи. Ее аналитическое выражение можно получить на основании второго закона Кирхгофа:

$$E_к=I_кR_н+U_{э.к}=I_кR_н-U_{к.э} \text{ (так как } U_{к.э}=-U_{э.к}\text{)},$$

откуда

$$I_к=E_к/R_н+U_{к.э}/R_н. \qquad (39)$$

Выражение (39) есть уравнение прямой линии, положение которой определяют отрезки, отсекаемые ею на осях координат. При $I_к=0$ $-U_{к.э}=E_к$; при $U_{к.э}=0$ $I_к=E_к/R_н$.

Коллекторная цепь должна одновременно удовлетворять закономерностям, устанавливаемым нагрузочной прямой и выходными характеристиками, что имеет место в точках пересечений указанных характеристик с нагрузочной прямой.

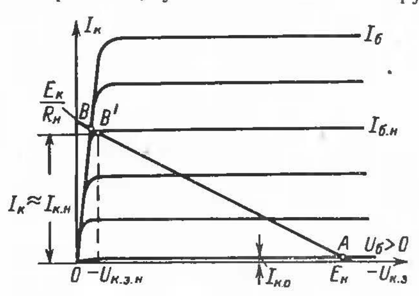


Рис. 68. Нагрузочная характеристика транзисторного ключа, нанесенная на семейство статических выходных характеристик транзистора с ОЭ.

Если $U_б>0$, то транзистор попадает в режим отсечки (точка A, рис. 68), при этом независимо от величины положительного напряжения на базе через нагрузку протекает лишь собственный обратный ток коллектора, который относительно мал ($I_{к.о}\approx 0$), т. е. транзисторный ключ разомкнут.

В точке B (при некотором значении тока $I_б>I_{б.н}$) транзистор попадает в режим насыщения, который характеризуется тем, что дальнейшее увеличение тока базы не вызывает сколько-нибудь заметного увеличения тока коллектора (рис. 68). Переход транзистора в насыщенное состояние осуществляется в точке B' при следующих параметрах его режима: $I_{б.н}$; ($I_{э.н}$); $I_{к.н}$; $U_{к.э.н}<0$; ($U_{к.н}=U_{к.э.н}-U_{б.н}=0$).

В режиме насыщения через нагрузку, включенную в цепь коллектора, протекает ток

$$I_к\approx(E_к-|U_{к.э.н}|)/R_н=I_{к.н}\approx E_к/R_н,$$

т. е. транзистор практически являет собой короткое замыкание. Напряжение на коллекторе транзистора относительно эмиттера в режиме насыщения $U_{к.э}$ остается отрицательным, а напряжение на коллекторе относительно базы становится положительным $U_к>0$, ($|U_б|>|U_{к.э}|$).

На рис. 69 представлены диаграммы распределения концентрации дырок в базе транзистора при $I_{б.н}$ (кривая *1*) и $I_б>I_{б.н}$ (кривая *2*) для установившихся режимов. В режиме насыщения небольшое положительное напряжение на коллекторе относительно базы ($U_к>0$) препятствует свободному прохождению дырок из базы в коллектор, в результате чего база накапливает некоторый избы-

точный заряд, величина которого пропорциональна заштрихованной области на рис. 69. При таком распределении концентрации дырок в базе происходит их усиленная рекомбинация, поэтому ток коллектора остается на уровне примерно равном $I_{к.н}$, а избыточная часть тока эмиттера замыкается через цепь базы: $I_б-I_{б.н}\approx I_{э.изб}=I_э-I_{э.н}$. Применительно к схеме транзистора ОЭ этот ток можно назвать избыточным током базы, так как он не участвует в управлении током коллектора, ограниченного уровнем $I_{к.н}$. В режиме насыщения величина $I_б\beta_и=I_{к.каж}$ называется кажущимся значением тока коллектора (ток коллектора при отсутствии ограничивающих его факторов).

Качество любого ключа определяется скоростью переключения, т. е. временем его перехода из одного состояния в другое. Скорость перехода транзистора из режима отсечки в режим насыщения и обратно зависит главным образом от переходных процессов в базе, связанных с накапливанием и рассасыванием неравновесных зарядов, т. е. зарядом и разрядом диффузионной емкости эмиттерного перехода.

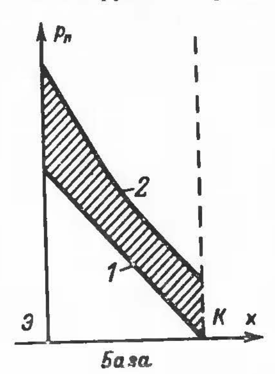


Рис. 69. Диаграмма распределения концентрации дырок в базе при переходе в режим насыщения (кривая *1*) и в режиме насыщения (кривая *2*).

На рис. 70 представлены временные диаграммы, иллюстрирующие переходные процессы в цепях транзистора, работающего в режиме переключения.

На вход транзистора подается управляющий сигнал в виде скачков напряжения, производящих замыкание и размыкание транзисторного ключа.

В промежутке времени от 0 до t_1 транзистор закрыт, ток коллектора практически равен нулю, ключ разомкнут. В момент времени t_1 подается отпирающее напряжение. Если $R_б\gg R_{вх.э}$, то ток в цепи базы установится практически мгновенно. Обычно $I_б=(2\div 3)I_{б.н}$. Отношение $N_э=I_б/I_{б.н}=2\div 3$ называют *коэффициентом* (или глубиной *насыщения транзистора* с ОЭ.

После возникновения тока базы ток в коллекторной цепи появляется не сразу, а по истечении некоторого промежутка времени, называемого временем задержки включения $t_з=t_2-t_1$. Это время затрачивается на диффузионное перемещение через базу инжектированных в нее носителей. Следует заметить, что $t_з$ относительно мало и им в бездрейфовых транзисторах часто пренебрегают.

Ток коллектора достигает значения насыщения не сразу, а лишь по мере накопления базой достаточного количества неравновесных носителей (дырок), при котором в сечениях базы устанавливается требуемая величина градиента их концентрации. При этом ток коллектора возрастает примерно по экспоненте, стремящейся к уровню кажущегося тока коллектора $I_{к.каж}\approx I_б\beta_и$ с постоянной времени τ_β.

На уровне $I_к\approx I_{к.н}$ коллекторный ток устанавливает свою величину и переходный процесс в коллекторной цепи заканчивается. Это происходит в момент времени t_3. Разность $t_3-t_2=t_{ф1}$ называется положительным фронтом импульса коллекторного тока.

На рис. 71,*а* показаны диаграммы распределения концентрации дырок в базе для моментов времени t_2 и t_3 (кривые *2* и *3*). Промежуточное распределение показано штриховой линией.

После достижения коллекторным током значения $I_{к.н}$ переходный процесс в базе транзистора еще не заканчивается, так как концентрация дырок при наличии избыточного тока базы и эмиттера продолжает некоторое время увеличиваться. Этому способствует появляющееся в режиме насыщения прямое напряжение на коллекторном переходе ($U_к>0$), которое препятствует свободному прохождению дырок в коллектор и тем самым вызывает повышение их концентрации у коллекторного перехода. В момент времени t_4 все переходные процессы в транзисторе заканчиваются и в базе устанавливается распределение концентрации дырок (кривая *4*, рис. 71,*а*), соответствующее режиму насыщения.

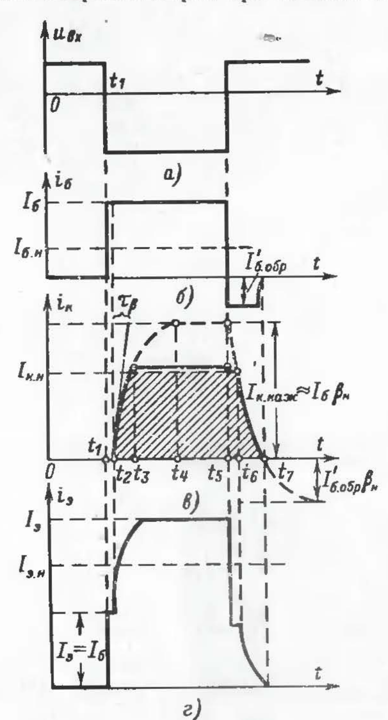


Рис. 70. Временные диаграммы работы транзистора в ключевом режиме.

Промежуток времени $t_4-t_1=t_у$ называется временем установления, он соответствует времени накопления базой транзистора неравновесного заряда (включая избыточный). Из-за усиленной рекомбинации дырок, которые в режиме насыщения не могут свободно попадать на коллектор, кривая распределения концентрации дырок в базе (кривая *4*, рис. 71,*а*) приобретает заметный прогиб.

После подачи на вход транзистора запирающего напряжения $U_{вх}>0$ в цепи базы устанавливается значительный обратный ток $I'_{б.обр}\approx U_{вх}/R_б$; коллекторный ток в течение промежутка времени $t_6-t_5=t_р$, называемого временем рассасывания, остается неизменным и примерно равным $I_{к.н}$. Коллекторную цепь в течение этого промежутка времени продолжает питать избыточный заряд, накопленный в базе. Обратный ток базы, ограниченный уровнем $I'_{б.обр}\approx U_{вх}/R_б=\mathrm{const}$, создают уходящие из базы электроны, которые там ранее удерживал (связывал) неравновесный заряд дырок.

На рис. 71,*б* показаны диаграммы распределения концентрации дырок в базе (кривые *5, 6, 7*) для моментов времени t_5, t_6, t_7 (промежуточные кривые показаны штриховыми линиями). После t_6 ток в коллекторной цепи начинает убывать примерно по экспоненте, стремящейся к уровню $-\beta_и I'_{б.обр}$ с постоянной времени τ_β, что соответствует рассасыванию оставшегося в базе заряда. В момент

времени t_7 переходный процесс в транзисторе практически заканчивается. В этот момент обратный ток базы приобретает свое обычное значение $I_{б.обр}=I_{э.о}+I_{к.о}\approx0$. Разность $t_7-t_6=t_{ф2}$ называется

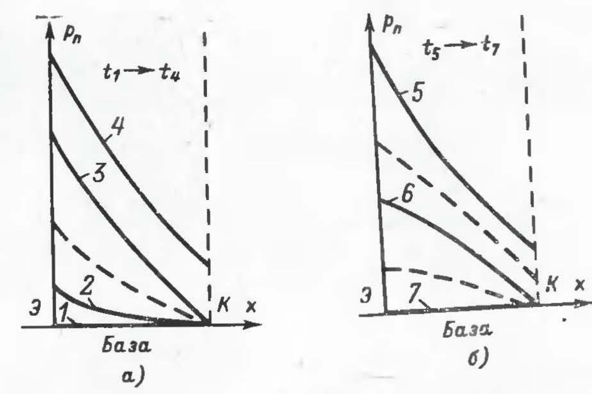


Рис. 71. Диаграммы распределения концентрации дырок в базе транзистора при переключении для различных моментов времени.

отрицательным фронтом импульса коллекторного тока. На рис. 70,*г* показана временна́я диаграмма тока эмиттера, полученная путем сложения диаграмм *б* и *в* рис. 70, т. е. $i_э=i_к+i_б$.

При увеличении глубины насыщения положительный и отрицательный фронты импульса сокращаются, но увеличивается время рассасывания.

Если $I_{б.макс}<I_{б.н}$, то транзистор находится в режиме малого сигнала (усилительный импульсный режим). При этом амплитуда импульса коллекторного тока зависит от амплитуды тока эмиттера. Отсутствуют: накопление базой избыточного заряда и время рассасывания ($t_р=0$). Положительный и отрицательный фронты импульса коллекторного тока определяются накоплением и рассасыванием обычного неравновесного заряда в базе, т. е. зарядом и разрядом диффузионной емкости эмиттера.

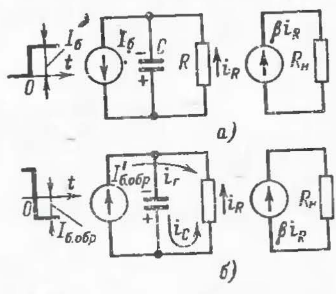


Рис. 72. Эквивалентные схемы для приближенного расчета импульсных параметров транзистора.

Следует заметить, что на переходные процессы в коллекторной цепи влияет также $C_к$: заряд и разряд этой емкости при переходе транзистора из одного состояния в другое вызывает некоторое увеличение $t_{ф1}$ и $t_{ф2}$.

Параметры, характеризующие искажение формы импульса коллекторного тока $t_{ф1}$, $t_{ф2}$, $t_у$, $t_р$, можно определить, моделируя инер-

ционность диффузионного процесса с помощью вспомогательной RC-цепочки с постоянной времени $\approx \tau_\beta$.

В эквивалентной схеме (рис. 59,*б*) пренебрежем элементами $r_к$ и $C_к$, слабо шунтирующими сопротивление нагрузки $R_н$, а также пренебрежем небольшим сопротивлением $r_э$. В итоге получим упрощенную эквивалентную схему, в которой составной генератор тока работает непосредственно на нагрузку (рис. 72,*а*).

Найдем выражение для i_R. Решая дифференциальное уравнение RC-цепи, получим:

$$i_R = I_б \{1 - \exp[-t/\tau_\beta]\},$$

где $\tau_\beta = RC$, а t — время с начала прихода отпирающего импульса (временем $t_з$ пренебрегаем). Следовательно,

$$i_к = \beta I_б \{1 - \exp[-t/\tau_\beta]\}. \qquad (40)$$

В реальной схеме ток коллектора может достичь лишь значения $I_{к.н}$, откуда

$$I_{к.н} = \beta I_б \{1 - \exp[-t_{ф1}/\tau_\beta]\}. \qquad (41)$$

Логарифмируя и решая равенство (41) относительно $t_{ф1}$, получаем:

$$t_{ф1} = \tau_\beta \ln \frac{\beta I_б}{\beta I_б - I_{к.н}} = \tau_\beta \ln \frac{1}{1 - 1/N_э},$$

где $N_э = \beta I_б / I_{к.н}$ — коэффициент (или глубина) насыщения транзистора с ОЭ.

При переходе транзистора в режим насыщения база продолжает накапливать избыточный заряд. Ограничив значение $i_R = 0{,}9 I_б$ (что соответствует $i_к = 0{,}9 I_{к.наж}$) и решив равенство (40) относительно t, при указанных условиях получим:

$$t_у \approx 2{,}3\tau_\beta.$$

После прихода запирающего импульса появляется $I'_{б.обр}$ и в RC-цепочке (с постоянной времени τ_β) возникает экспоненциальный переходный процесс (рис. 72,*б*). Через сопротивление R начинает протекать ток, создаваемый генератором, и ток разряда конденсатора

$$i_c = I_б \exp[-t/\tau_\beta],$$

где t — время с начала запирающего импульса.

Используя метод суперпозиции, получим:

$$i_R = -I'_{б.обр} \{1 - \exp[-t/\tau_\beta]\} + I_б \exp[-t/\tau_\beta].$$

Коллекторная цепь начинает размыкаться при условии $\beta i_R = I_{к.н}$, когда заканчивается время рассасывания, следовательно,

$$I_{к.н} = -\beta I'_{б.обр} \{1 - \exp[-t_р/\tau_\beta]\} + \beta I_б \exp[-t_р/\tau_\beta]. \qquad (42)$$

Логарифмируя и решая равенство (42) относительно $t_р$, получаем:

$$t_р = \tau_\beta \ln \frac{I_б + I'_{б.обр}}{I_{к.н}/\beta + I_{б.обр}}. \qquad (43)$$

Коллекторная цепь выключается полностью при $i_к = 0$. Для расчета времени выключения в равенстве (43) коллекторный ток следует принять равным нулю, при этом

$$t_{выкл} = \tau_\beta \ln \frac{I_б + I'_{б.обр}}{I'_{б.обр}}.$$

Вычитая из времени выключения время рассасывания, получим выражение для отрицательного фронта импульса коллекторного тока:

$$t_{ф2} = t_{выкл} - t_р \approx \tau_\beta \ln \frac{I_{к.н}/\beta + I'_{б.обр}}{I'_{б.обр}}.$$

В силу сделанных допущений все полученные формулы носят приближенный характер. Однако они вполне пригодны для практических расчетов. Для схемы транзистора с ОБ в формулах следует заменить τ_β на τ_α; β на α; $I'_{б.обр}$ на $I'_{э.обр}$.

Для расчета ключевых схем часто используют и некоторые другие параметры. Например, напряжение между коллектором и эмиттером в режиме насыщения $U_{к.э.н}$ или сопротивление насыщения $r_н = U_{к.э.н}/I_{к.н}$, которые измеряют при определенных величинах коллекторного тока и определенной глубине насыщения.

Следует заметить, что в режиме насыщения сопротивления между отдельными выводами транзистора становятся много меньше сопротивлений, которые обычно включают в цепи коллектора, эмиттера или базы. Поэтому в режиме насыщения все три вывода транзистора можно считать замкнутыми накоротко, т. е. «стянутыми» в одну потенциальную точку.

СПЕЦИАЛЬНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ

ОБРАЩЕННЫЙ И ТУННЕЛЬНЫЙ ДИОДЫ

Как известно, увеличение концентрации доноров и акцепторов соответствующих областей кристалла приводит к снижению напряжения электрического пробоя *p-n* перехода. Концентрацию примеси в *p*- и *n*-области кристалла можно довести до такого уровня, при котором напряжение электрического пробоя станет равным (или близким) нулю $U_{проб} \approx 0$. Вольт-амперная характеристика такого *p-n* перехода показана на рис. 73 (на этом же рисунке для сравнения штриховой линией показана характеристика опорного диода). Нетрудно заметить, что полупроводниковый диод, содержащий подобный кристалл, будет обладать очень большой проводимостью в обратном направлении и относительно малой — в прямом (при небольших прямых напряжениях). Такие диоды называются *обращенными*.

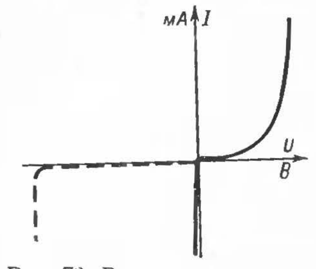


Рис. 73. Вольт-амперная характеристика обращенного диода.

Электрический пробой тонкого *p-n* перехода, если он наступает при обратных напряжениях, меньших 7 В, является полевым про-

боем. Механизм этого вида пробоя весьма сложен. Его обычно поясняют с помощью туннельного эффекта, сущность которого заключается в том, что некоторые электроны при сильном электрическом поле и тонком *p-n* переходе могут совершать переход через потенциальный барьер по так называемым квантовым туннелям.

Если концентрацию доноров и акцепторов у кристалла сделать еще больше, чем у обращенного диода, то *p-n* переход окажется пробитым (полевым пробоем) в исходном состоянии собственным контактным напряжением и вольт-амперная характеристика диода приобретает вид, показанный на рис. 74. Такие диоды получили название *туннельных*. Если не пользоваться понятиями квантовой механики, то с качественной стороны характеристику туннельного диода можно пояснить следующим образом.

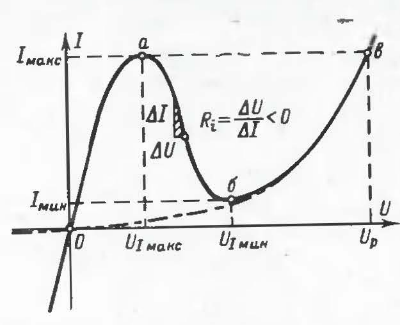


Рис. 74. Вольт-амперная характеристика туннельного диода.

В исходном состоянии (точка 0 на характеристике рис. 74) переход пробит полевым пробоем и сопротивление его относительно мало. Если увеличивать внешнее напряжение в обратном направлении (т. е. увеличивать напряженность электрического поля в *p-n* переходе, см. рис. 2), то обратный ток будет быстро возрастать, как у обращенного диода (рис. 73).

Если увеличивать напряжение в прямом направлении, т. е. уменьшать напряженность электрического поля в *p-n* переходе (см. рис. 3), то при небольших прямых напряжениях *p-n* переход будет оставаться еще пробитым. Так как его сопротивление в этом состоянии относительно мало, то ток согласно закону Ома ($I=U/R$) будет резко возрастать (участок характеристики 0*а*, рис. 74). Однако дальнейшее увеличение прямого напряжения снижает напряженность электрического поля в *p-n* переходе настолько, что полевой пробой прекращается. При этом сопротивление *p-n* перехода резко возрастает, так как он выходит из состояния электрического пробоя, соответственно ток *p-n* перехода резко убывает, несмотря на увеличивающееся прямое напряжение (участок характеристики *аб*, рис. 74).

При дальнейшем увеличении прямого напряжения туннельный диод ведет себя как обычный диод, включенный в прямом направлении (участок *бв*, рис. 74). Для сравнения на рис. 74 штрих-пунктирной линией показана характеристика обычного диода.

Из сказанного следует, что туннельный диод не имеет запорного направления. Рабочим участком характеристики туннельного диода является участок *аб*, на котором он обладает отрицательным динамическим (дифференциальным) сопротивлением

$$R_i = \Delta U / \Delta I < 0.$$

Минимальное абсолютное сопротивление $|R_{i\,мин}|$ является одним из основных параметров туннельного диода. Для различных типов диодов он имеет значение от единиц до десятков ом. Другими

основными параметрами туннельных диодов являются: максимальный прямой ток $I_{макс}$ в точке максимума характеристики, минимальный прямой ток $I_{мин}$ в точке минимума характеристики и их отношение $I_{макс}/I_{мин}=20\div 10$; напряжения, соответствующие максимальному и минимальному значениям тока $U_{I\,макс}$ и $U_{I\,мин}$, а также напряжение раствора U_p, соответствующее току $I_{макс}$ на второй восходящей ветви характеристики диода (рис. 74).

Отрицательное динамическое сопротивление у туннельных диодов сохраняется вплоть до сотен тысяч мегагерц.

Предельная частота $f_{макс}$, на которой активная составляющая полного сопротивления диода обращается в нуль, равна:

$$f_{макс} = \frac{1}{2\pi\,|R_{i\,мин}|\,C_д}\sqrt{\frac{|R_{i\,мин}|}{r_s} - 1}.$$

Общая эквивалентная схема туннельного диода показана на рис. 11. Отдельные элементы этой схемы имеют тот же физический смысл, что и для обычного диода. Наибольший интерес представляет эквивалентная схема туннельного диода по переменному току (рис. 75). В этой схеме: L_s—индуктивности выводов; $C_в$ — емкость выводов; r_s—активное сопротивление выводов и полупроводниковых пластин, образующих кристалл; R_i — отрицательное динамическое сопротивление в рабочей точке, расположенной на падающем участке характеристики (отношение $r_s/|R_{i\,мин}|$ обычно не превышает величины 0,05); $C_д \approx C_{диф} + C_{бар} \approx C_{бар}$ — емкость *p-n* перехода в рабочей точке, в основном она определяется барьерной емкостью. Диффузионная емкость определяется диффузионной составляющей тока, которая в рабочей точке относительно мала.

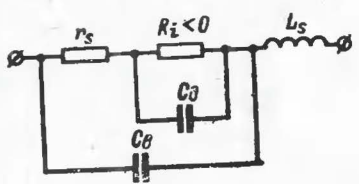


Рис. 75. Эквивалентная схема туннельного диода для переменного тока.

ПАРАМЕТРЫ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ ФОТОДИОДОВ И ФОТОТРАНЗИСТОРОВ

Принципиальное устройство фотодиода показано на рис. 76. Базовая область кристалла диода делается достаточно тонкой, чтобы световой поток имел возможность проникать в область *p-n* перехода, благодаря чему происходит увеличение тока неосновных носителей в соответствии с формулой

$$I_{\Sigma 0} = I_0 + I'_0 = I_т + I_ф = I_т + k_ф \Phi, \qquad (44)$$

где $I_ф = k_ф \Phi$ — фототок, величина которого прямо пропорциональна световому потоку Φ, мА; $k_ф = I_ф/\Phi$ — коэффициент пропорциональности, представляющий собой интегральную чувствительность фотодиода, мА/лм; $I_т = I_0$ — темновой ток фотодиода.

Фотодиод можно использовать как фотосопротивление, подключив к нему источник питания в запорном направлении (рис. 76).

На рис. 77 изображены вольт-амперные характеристики фотодиода

$$I = \varphi(U) \text{ при } \Phi = \text{const}.$$

Они подобны выходным характеристикам транзистора с ОБ. Ток, протекающий через фотодиод в широких пределах, не зависит от приложенного извне напряжения, а определяется только световым потоком. Согласно формуле (44) обратный ток фотодиода прямо пропорционален световому потоку, т. е. его световая характеристика

$$I=\psi(\Phi) \text{ при } U=\text{const}$$

линейна (рис. 78). В случае $R_н=0$ световая характеристика фотодиода может быть построена по точкам пересечения вольт-амперных характеристик с прямой, параллельной оси ординат, проведенной через точку $-U=E_и$. При включении в цепь фотодиода сопротивления нагрузки $R'_н\neq0$ связь тока со световым потоком будут устанавливать точки пересечения вольт-амперных характеристик фотодиода с нагрузочной прямой (рис. 77), при этом световая характеристика останется практически неизменной (до режима насыщения).

Рис. 76. Устройство фотодиода и схема его включения.

Фотодиод может использоваться без источников питания, так как при освещении он сам преобразует часть энергии светового потока в электрическую энергию (рис. 6,*а*). Фото-э. д. с., которая возникает на зажимах освещенного фотодиода, в соответствии с формулами (8) и (10) оказывается равной

$$E_ф = |U_{кон.ф} - U_{кон}| = \frac{1}{39}\ln\left(\frac{k_ф\Phi - I}{I_т}+1\right), \text{ В}, \qquad (45)$$

где $U_{кон.ф}$ — контактное напряжение освещенного и замкнутого на некоторую нагрузку $R_н$ фотодиода (рис. 6,*б*); I — ток, текущий через нагрузку освещенного фотодиода.

Фото-э. д. с. и ток фотодиода можно определить графо-аналитическим путем. В схеме на рис. 6,*а* $E_и=0$, поэтому нагрузочная прямая, нанесенная на совместный график с вольт-амперными характеристиками, пройдет через начало координат (рис. 77). По точкам пересечения этой прямой с вольт-амперными характеристиками фотодиода можно определить зависимость тока и напряжения (фото-э. д. с.) от светового потока.

Рис. 77. Вольт-амперные характеристики фотодиода с нагрузочными прямыми.

На рис. 79 показано принципиальное устройство ф о т о т р а н з и с т о р а. Его обычно используют в качестве фотосопротивления,

включая в схему, аналогичную схеме транзистора с ОЭ (вывод базы оставляют свободным).

Из теории транзисторов известно, что сквозной ток транзистора (ток коллектора при $I_б=0$) оказывается примерно в $\beta_и$ раз больше тока насыщения неосновных носителей коллекторного *p-n* перехода, т. е.

$$I\approx\beta_и(I_о+k_ф\Phi)=\beta_и I_о+\beta_и k_ф\Phi=I_т+\beta_и k_ф\Phi,$$

где $I_о=I_{к.о}$ — ток насыщения неосновных носителей затемненного *p-n* перехода; $I_о+k_ф\Phi$ — ток насыщения неосновных носителей освещенного *p-n* перехода.

Отсюда следует, что интегральная чувствительность фототранзистора

$$k_{ф.т}\approx\beta_и k_ф$$

примерно в $\beta_и$ раз больше интегральной чувствительности фотодиода, где $\beta_и\approx50$ — интегральный коэффициент передачи тока базы.

Рис. 78. Световая характеристика фотодиода.

Полупроводниковые фотоприборы обладают инерционностью, так как увеличение концентрации неосновных носителей в районе *p-n* перехода при освещении фотодиода и уменьшение этой концентрации при его затемнении происходят не мгновенно, а по экспоненте с некоторой постоянной времени $\tau_ф$, соответственно по такому же закону меняется и ток фотодиода. На рис. 80 показана временна́я диаграмма тока фотодиода при воздействии на него прямоугольного импульса света.

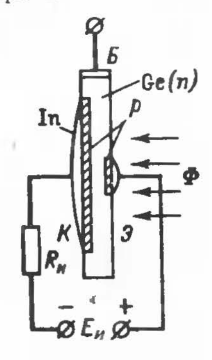


Рис. 79. Устройство и схема включения фототранзистора.

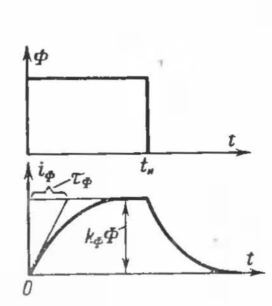


Рис. 80. Воздействие на фотодиод прямоугольного импульса светового потока.

Если фотодиод используется как фотосопротивление, то $\tau_ф\approx d^2_б/2D_p$, где $d_б$ — толщина базы фотодиода (часть кристалла, через которую проникает световой поток, рис. 76); D_p — коэффициент диффузии дырок.

Если фотодиод используется как гальванический элемент (без источников питания), то $\tau'_{\text{ф}} \approx \tau_{pn}$, где τ_{pn} — среднее время жизни дырок в n-области.

На рис. 81 приведены эквивалентные схемы фотодиода, в которых с помощью вспомогательной электрической цепи (RC-цепочки с постоянной времени $\tau_{\text{ф}}$) учтены его инерционные свойства. При использовании схем нужно сначала найти ток на сопротивлении R

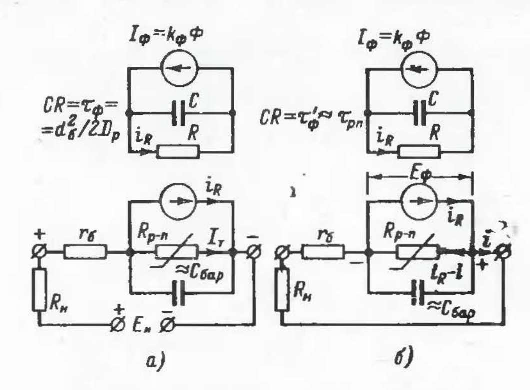


Рис. 81. Эквивалентные схемы фотодиодов.
а — при использовании с источником питания; *б* — при использовании без источника питания.

вспомогательной цепи: $i_R = k_{\text{ф}}\Phi\{1-\exp[-t/\tau_{\text{ф}}]\}$ при включении и $i'_R = k_{\text{ф}}\Phi\exp[-(t-t_{\text{и}})/\tau_{\text{ф}}]$ при выключении светового импульса, а затем использовать этот ток как ток генератора непосредственно в эквивалентной схеме фотодиода. Величину $E_{\text{ф}}$ в схеме на рис. 81,*б* можно найти по формуле (45), подставив в нее соответствующие значения токов i_R и i'_R.

Эквивалентная схема фототранзистора принципиально ничем не отличается от схемы фотодиода (рис. 81,*а*). Только $I_{\text{ф}} = \beta_{\text{и}} k_{\text{ф}} \Phi$ и постоянная времени ее вспомогательной цепи примерно в $\beta_{\text{и}}$ раз больше, чем у фотодиода.

ПОЛЕВОЙ (КАНАЛЬНЫЙ) ТРАНЗИСТОР

Простейший **полевой транзистор с управляющим p-n переходом** представляет собой тонкую пластинку полупроводникового материала с одним p-n переходом в центральной части и с невыпрямляющими контактами по краям (рис. 82). Действие этого прибора основано на зависимости толщины p-n перехода от приложенного к нему напряжения. Поскольку p-n переход почти полностью лишен подвижных носителей заряда, его проводимость практически равна нулю. Таким образом, в пластинке полупроводника образуется токопроводящий канал, сечение которого зависит от толщины p-n перехода. Если подключить к каналу источник питания $E_{\text{ст}}$, то через пластинку полупроводника между невыпрямляющими контактами потечет ток.

Полупроводниковая область, от которой начинают движение основные носители, называется *истоком*, а область, к которой они движутся через канал, — *стоком*. Полупроводниковая область, используемая для управления величиной сечения канала, называется *затвором*. К каждой из областей присоединяются выводы, носящие соответствующие названия (исток, сток и затвор).

Величина тока стока зависит от сопротивления пластинки между стоком и истоком, т. е. от эффективной площади поперечного сечения канала.

Источник $E_{\text{з}}$ создает отрицательное напряжение на затворе, что приводит к увеличению толщины p-n перехода и к уменьшению сечения канала. С уменьшением сечения канала увеличивается сопротивление между истоком и стоком и снижается величина тока. Уменьшение напряжения на затворе вызывает уменьшение сопротивления канала и возрастание тока. Следовательно, током стока можно управлять с помощью напряжений, приложенных к затвору относительно истока.



Рис. 82. Принципиальное устройство полевого транзистора с управляющим p-n переходом и схема его включения с ОИ.

Поскольку p-n переход полевого транзистора включен в обратном направлении, его входное сопротивление очень велико, что является большим достоинством этого полупроводникового прибора (в сравнении с обычным транзистором).

Отрицательное напряжение, приложенное к затвору (относительно истока), может вызвать такое расширение p-n перехода, при котором токопроводящий канал окажется перекрытым. Это напряжение называется *напряжением запирания* $U_{\text{з.з}}$.

К p-n переходу затвора приложено не только напряжение, равное $U_{\text{з}}$, но и напряжение, выделяющееся на распределенном сопротивлении канала, создаваемое током, протекающим от истока к стоку. Поэтому толщина p-n перехода у стока оказывается большей, чем у истока.

На рис. 83 показано семейство статических стоковых (выходных) характеристик полевого транзистора с управляющим p-n переходом: $I_{\text{ст}} = \varphi(U_{\text{ст}})$ при $U_{\text{з}} = \text{const}$.

Рассмотрим нулевую выходную характеристику ($U_{\text{з}} = 0$). При малых значениях $U_{\text{ст}}$ ток стока увеличивается (или уменьшается) почти пропорционально изменениям данного напряжения (участок *ОБ*, рис. 83). Этот крутой участок выходной характеристики соответствует полностью открытому каналу. Малый ток на открытом канале создает малое падение напряжения, что вызывает лишь незначительное сужение самого канала возле стока. При большом значении тока $I_{\text{ст}}$ из-за падения напряжения на канале его сечение возле стока значительно уменьшается, что вызывает существенное замедление роста тока стока при дальнейшем повышении напряжения $U_{\text{ст}}$ (участок *БВ*).

В конечном итоге канал сужается настолько, что дальнейшее существенное увеличение тока стока оказывается невозможным

(участок ВГ). Следует заметить, что расширяющийся p-n переход не может в данном случае полностью перекрыть канал (запереть ток стока). Поэтому наступает не перекрытие, а только насыщение канала.

Если между затвором и истоком подать некоторое напряжение $U_з<0$, то сечение канала в исходном состоянии уменьшится, а его сопротивление увеличится. Поэтому угол наклона крутого участка выходной характеристики будет меньше. Кроме этого, переход к режиму насыщения произойдет при меньших значениях напряжения и тока стока.

Подавая между затвором и истоком последовательно ряд напряжений в пределах $U_{з.з}<U_з<0$, получим все семейство статических стоковых характеристик (рис. 83). Область насыщения, являющаяся рабочей областью транзистора, на этом семействе расположена справа от штриховой линии.

Рис. 83. Статические стоковые характеристики полевого транзистора с управляющим p-n переходом.

В настоящее время широкое распространение получили *полевые транзисторы с изолированным затвором* — так называемые МДП-транзисторы или МОП-транзисторы, что означает структуру прибора металл-диэлектрик-полупроводник или металл-окисел - полупроводник. В транзисторах с изолированным затвором управление проводимостью канала осуществляется с помощью металлического электрода, отделенного от канала тонким слоем диэлектрика, благодаря чему входное сопротивление транзистора (в схеме с общим истоком) оказывается очень большим.

Устройство такого прибора схематически представлено на рис. 84,а. Основой прибора служит пластинка (подложка) из слабо легированного кремния с p-проводимостью. Сток и исток обладают высокой n-проводимостью. Между ними проходит узкая слабо легированная полоска кремния с n-проводимостью (канал). Затвор представляет собой металлическую пластинку, изолированную от канала слоем диэлектрика.

Если приложить к затвору (относительно истока, соединенного с подложкой) отрицательное напряжение, то некоторая часть электронов проводимости уйдет из области канала в объем полупроводника подложки. При этом проводимость канала, обедненного электронами, и ток стока соответственно уменьшается. При подаче на затвор относительно истока положительного напряжения произойдет перемещение электронов проводимости из подложки в канал. В этом случае проводимость обогащенного электронами канала и ток стока увеличатся.

Если увеличивать напряжение между стоком и истоком, то в результате протекания тока через канал потенциал стока может существенно повыситься. Это неизбежно вызовет обеднение электронами проводимости области канала, расположенной вблизи стока, что равносильно сужению эффективного сечения канала полевого транзистора с управляющим p-n переходом.

Рассмотренный полевой транзистор с изолированным затвором, в котором канал между стоком и истоком получают технологическим путем, называется транзистором со встроенным каналом.

На рис. 85,а показана статическая характеристика управления, а на рис. 85,б — семейство статических выходных характеристик полевого транзистора с встроенным каналом n-типа.

Разновидностью полевых транзисторов с изолированным затвором являются приборы, у которых отсутствует управляемая проводимость между областями стока и истока при разности потенциалов между затвором и истоком, равной нулю. Такие приборы называются транзисторами с индуцированным каналом (рис. 84,б).

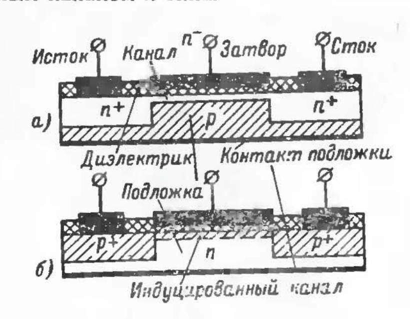


Рис. 84. Принципиальное устройство МОП-транзистора.

а — со встроенным каналом; б — с индуцированным каналом.

Подложка транзистора с индуцированным каналом представляет собой высокоомный, слабо легированный кремний с n-проводимостью, а сток и исток — сильно легированные области с p-проводимостью. Металлический затвор отделен от кристалла тонким слоем изолятора. Пока на затвор не подано отрицательное напряжение относительно истока, выходной ток будет близок к нулю. Действительно, независимо от полярности приложенного между стоком и истоком напряжения один из p-n переходов (исток — подложка или подложка — сток) окажется запертым и выходной ток будет определяться обратным током запертого перехода и током утечки. При подаче на затвор отрицательного напряжения относительно истока поверхностный слой полупроводника, лежащий под затвором, окажется обогащен дырками, обеднен электронами проводимости, т. е. поверхностный тонкий слой полупроводника изменит свою проводимость с электронной на дырочную. В результате p-области истока и стока замкнутся тонким каналом полупроводника того же типа проводимости. Чем больше подано отрицательное напряжение между затвором и истоком, тем сильнее будет обогащен канал дырками и тем выше будет его проводимость.

При подаче на затвор положительного напряжения полупроводник возле изолирующего слоя будет обогащен электронами и проводящего канала между истоком и стоком не образуется.

Статические характеристики МОП-транзистора с индуцированным каналом p-типа показаны на рис. 86.

Таким образом, транзистор со встроенным каналом работает при обогащении и обеднении канала основными носителями, а транзистор с индуцированным каналом — только при обогащении.

Основными параметрами полевых транзисторов являются.

Крутизна $S_т=\Delta I_{ст}/\Delta U_з=0{,}5\div10$ мА/В. Ее можно определить по характеристикам транзистора (по прямой aa', рис. 83).

Дифференциальное сопротивление канала в области насыщения $R_i = \Delta U_{ст}/\Delta I'_{ст} = 10 \div 100$ кОм. Его можно определить по Δ *bcd* (рис. 83).

Дифференциальное входное сопротивление $R_{вх} = \Delta U_з/\Delta I_з = 10^6 \div 10^7$ Ом (у МОП-транзисторов $R_{вх}$ достигает значения до 10^{12} Ом).

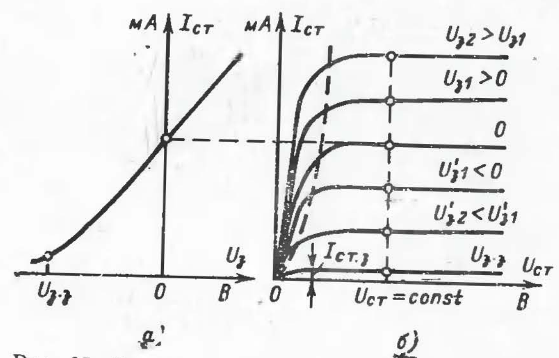


Рис. 85. Статические характеристики МОП-транзистора со встроенным каналом.

Эквивалентная схема полевого транзистора по переменному току показана на рис. 87,*а*. Затвор можно представить в виде двух сопротивлений $r_{з.и}$ и $r_{з.с}$, зашунтированных соответствующими емкостями $C_{з.и}$ и $C_{з.с}$. Эти элементы схемы эквивалентны распределенным сопротивлениям и барьерным емкостям затвора относительно областей истока и стока. $C_{с.и}$ представляет собой емкость между областями истока и стока. Сопротивление истока $r_и$ эквивалентно сопротивлению участка полупроводника, заключенного между контактом истока и областью канала, непосредственно примыкающей к затвору. Сопротивление стока $r_с$ представляет собой сопротивление участка полупроводника, заключенного между контактом стока и областью канала, непосредственно примыкающей к затвору.

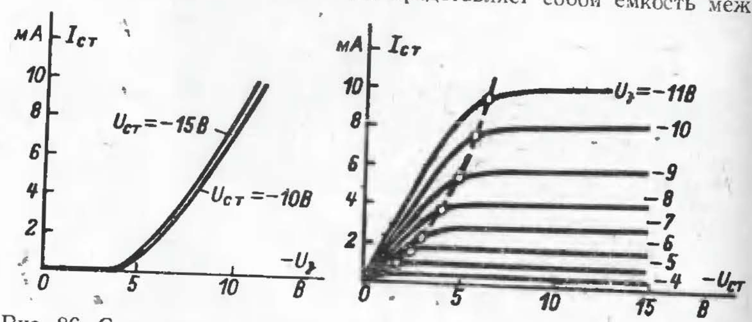


Рис. 86. Статические характеристики МОП-транзистора с индуцированным каналом.

Усилительное свойство транзистора или его активность представлены генератором тока $\dot{I}_т \approx \dot{U}_з S_т$, подключенным к дифференциальному сопротивлению канала.

Из эквивалентной схемы на рис. 87,*а* следует, что $C_{з.и}$ является входной емкостью, $r_{з.и} \approx R_{вх}$ — входным сопротивлением полевого транзистора (в схеме с общим истоком ОИ); $r_и$ является сопротивлением внутренней обратной связи (как $r'_б$ у обычного транзистора); $r_{з.с}$ и $C_{з.с}$ являются проходным сопротивлением и проходной емкостью, так как они связывают цепь стока и цепь затвора (т. е. выходную и входную цепи транзистора в схеме с ОИ); $C_{с.и}$ является выходной емкостью. Учитывая то обстоятельство, что сопротивления $r_{з.с}$ и $r_{з.и}$ относительно велики (особенно у МОП-транзисторов), а $r_с$ и $r_и$ относительно малы, эквивалентную схему полевого транзистора можно существенно упростить (рис. 87,*б*). Преобразовав генератор тока в генератор э. д. с., получим схему (рис. 87,*в*), где $\mu_т = S_т R_i$ — статический коэффициент усиления напряжения транзистора.

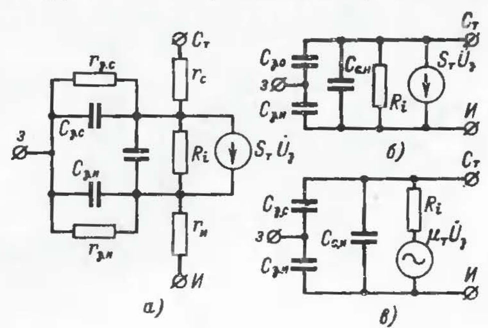


Рис. 87. Физическая эквивалентная схема полевого транзистора.

ТИРИСТОРЫ

Тиристор представляет собой кремниевый полупроводниковый прибор с четырехслойной структурой типа *n-p-n-p* (рис. 88,*а*).

В простейшем случае он имеет только два вывода: анод и катод, т. е. является д и о д - т и р и с т о р о м. Два крайних перехода $П_1$ и $П_3$ называются эмиттерными, а средний $П_2$ — коллекторным. Выводы делают от крайних (эмиттерных) областей. Две средние области являются базами тиристора.

Тиристор, у которого имеется вывод от одной из баз, называется т р и о д - т и р и с т о р о м (рис. 88,*а*), в этом случае катод называется эмиттером, а анод — коллектором триод-тиристора.

Тиристор легко может быть представлен в виде двух условных транзисторов *n-p-n* и *p-n-p*, включенных согласно рис. 88,*б*. Схема, приведенная на рис. 88,*в*, по существу является эквивалентной схемой тиристора, так как в ней каждый из условных транзисторов может быть заменен физической эквивалентной схемой обычного транзистора в соответствии с рис. 56,*а*.

На рис. 88,*г* сплошной линией показана *вольт-амперная характеристика диод-тиристора* $I_а=\varphi(U_а)$, соответствующая вольт-амперной характеристике триод-тиристора $I_к=\varphi(U_к)$ при $I_б=0$. Эти характеристики могут быть пояснены с помощью эквивалентных схем (рис. 88,*б*, *в*). При отрицательном анодном (коллекторном) напряжении эмиттерные переходы условных транзисторов оказываются

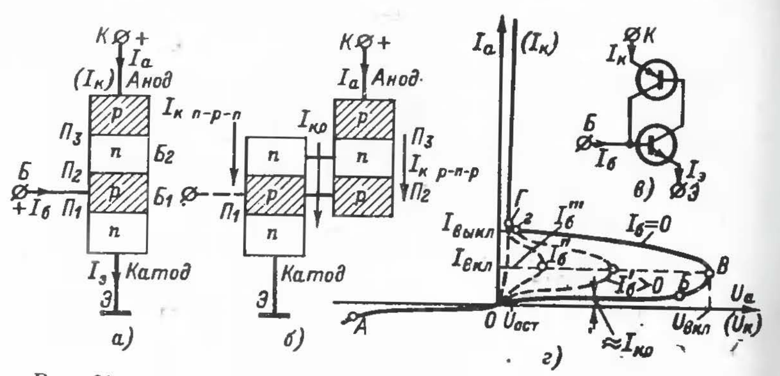


Рис. 88. Четырехслойная структура тиристора.

включенными в запорном направлении, поэтому характеристика диод-тиристора на участке *А0* представляет собой характеристику двух соединенных последовательно и включенных в обратном направления полупроводниковых диодов.

При положительном анодном (коллекторном) напряжении эмиттерные переходы ($П_3$ и $П_1$) оказываются включенными в прямом, а коллекторный ($П_2$) — в обратном направлении.

Согласно представленной на рис. 88,*б* схеме можно утверждать, что ток коллекторных переходов условных транзисторов возбуждается носителями, инжектируемыми в базы из эмиттерных областей условных транзисторов, а ток анода всегда равен току эмиттеров

$$I_а = I_{э\, p\text{-}n\text{-}p} = I_{э\, n\text{-}p\text{-}n} \quad (\text{при } I_б = 0);$$

$$I_{к\, n\text{-}p\text{-}n} + I_{к\, p\text{-}n\text{-}p} = M_{n\text{-}p\text{-}n}\alpha_{и\, n\text{-}p\text{-}n} I_а + M_{p\text{-}n\text{-}p}\alpha_{и\, p\text{-}n\text{-}p} I_а,$$

где $\alpha_{и\,n\text{-}p\text{-}n}$ и $\alpha_{и\,p\text{-}n\text{-}p}$ — интегральные коэффициенты передачи токов эмиттеров условных транзисторов, а $M_{n\text{-}p\text{-}n}=M_{p\text{-}n\text{-}p}=M$ — коэффициент, учитывающий процесс умножения носителей при прохождении ими обратно смещенного *p-n* перехода; он представляет собой отношение тока, протекающего через переход при обратном смещении, к току неосновных носителей, доходящих до него. В обычных условиях $M=1$, но при значительных обратных смещениях в *p-n* переходе начинается процесс ударной ионизации атомов решетки кристалла, что и приводит к умножению носителей, увеличивающих обратный ток перехода, при этом $M>1$.

Кроме возбужденного тока коллектора, следует учесть его собственный обратный ток (с учетом коэффициента умножения *M*). Следовательно, в общем случае

$$I_а = I_{к\,n\text{-}p\text{-}n} + I_{к\,p\text{-}n\text{-}p} + MI_{к.о} = I_а M(\alpha_{и\,n\text{-}p\text{-}n} + \alpha_{и\,p\text{-}n\text{-}p}) + MI_{к.о}.$$

Отсюда

$$I_а = \frac{MI_{к.о}}{1 - M(\alpha_{и\,n\text{-}p\text{-}n}+\alpha_{и\,p\text{-}n\text{-}p})} = \frac{MI_{к.о}}{1-MA}. \qquad (46)$$

При малом анодном (т. е. эмиттерном) токе $\alpha_{и\,n\text{-}p\text{-}n} \ll 1$ и $\alpha_{и\,p\text{-}n\text{-}p}\ll 1$ (рис. 30), что особенно сильно проявляется у кремниевых транзисторов, поэтому $(\alpha_{и\,n\text{-}p\text{-}n}+\alpha_{и\,p\text{-}n\text{-}p}) = A \ll 1$. В обычных условиях $M=1$, следовательно, анодный ток $I_а$ оказывается одного порядка с собственным обратным током коллекторного перехода $I_{к.о}$ (участок *0Б* характеристики, рис. 88,*г*). В этом режиме тиристор обладает очень большим сопротивлением.

При увеличении обратного смещения коллекторного перехода (увеличении напряжения $U_а$) ток $I_{к.о}$ возрастает (за счет тока термогенерации и тока утечки, см. стр. 14), а это вызывает увеличение тока $I_а = I_{э\,n\text{-}p\text{-}n} = I_{э\,p\text{-}n\text{-}p}$. Соответственно коэффициенты $\alpha_{и\,n\text{-}p\text{-}n}$ и $\alpha_{и\,p\text{-}n\text{-}p}$ условных транзисторов становятся больше, что согласно формуле (46) вызывает дальнейшее увеличение анодного тока. При напряжениях, близких к напряжению электрического пробоя, данный процесс усиливается за счет умножения носителей $M>1$. Когда значение *MA* становится близким к единице, анодный ток в соответствии с формулой (46) начинает очень быстро и неограниченно нарастать при практических неизменных $U_а \approx U_{вкл}$ и $I_{к.о}=\text{const}$, поэтому можно считать, что ток $I_а$, при котором $MA\approx 1$, является *током включения тиристора* $I_{вкл}$ (точка *В* характеристики, рис. 88,*г*).

Но неограниченное нарастание тока тиристора при $I_а > I_{вкл}$ может быть приостановлено уменьшением тока $I_{к.о}$ и коэффициента *M*. В тиристоре это происходит из-за уменьшения напряжения, выделяющегося на коллекторном переходе $П_2$. В режиме, соответствующем точке *г* на характеристике, коллекторный переход приобретает нулевое смещение, при этом $M=1$; $I_{к.о}=I_о$. При сумме

$$\alpha_{и\,n\text{-}p\text{-}n} + \alpha_{и\,p\text{-}n\text{-}p} = A,$$

стремящейся к единице, анодный ток согласно выражению (46) также должен неограниченно нарастать, однако при этом условные транзисторы переходят в режим насыщения, что ограничивает дальнейшее увеличение их интегральных коэффициентов передачи токов эмиттеров на уровне

$$\alpha_{и\,n\text{-}p\text{-}n}+\alpha_{и\,p\text{-}n\text{-}p}\approx 1.$$

Поэтому можно считать, что ток $I_а$, при котором $A\approx 1$, является *током выключения тиристора* $I_{выкл}$ (точка *Г* характеристики, рис. 88,*г*). Нетрудно заметить, что на участке характеристики *ВГ* тиристор обладает отрицательным дифференциальным сопротивлением.

При насыщении условных транзисторов они представляют собой почти короткое замыкание, что и обусловливает малое значение *остаточного напряжения* $U_{ост}\approx 1$ В, представляющего собой напря-

Продолжение

Второй элемент		Третий элемент—назначение, электрические и частотные свойства прибора								
		101—199	201—299	301—399	401—499	501—599	601—699	701—799	801—899	901—999
Диод	И	Усилительные	Генераторные	Переключающие	—	—	—	—	—	—
	Ф	Фотодиоды	Фототранзисторы	—	—	—	—	—	—	—
Транзисторы и тиристоры	Т	$P<0,3$ В			$P=0,3\div1,5$ Вт			$P>1,5$ Вт		
		$f<3$ МГц	$f=3\div30$ МГц	$f>30$ МГц	$f<3$ МГц	$f=3\div30$ МГц	$f>30$ МГц	$f<3$ МГц	$f=3\div30$ МГц	$f>30$ МГц
	Н	$I_а<0,3$ А	$I_а=0,3\div10$ А	$I_а>10$ А	—	—	—	—	—	—
	У	$I_к<0,3$ А	$I_к=0,3\div10$ А	$I_к>10$ А	—	—	—	—	—	—

ЛЕВ НИКОЛАЕВИЧ БОЧАРОВ

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ И ПАРАМЕТРЫ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

Редактор *И. Ф. Колесников*
Редактор издательства *Т. В. Жукова*
Обложка художника *А. А. Иванова*
Технический редактор *Л. В. Иванова*
Корректор *Г. Г. Желтова*

Сдано в набор 28/VIII 1972 г. Подписано к печати 23/II 1973 г. Т-03572
Формат $84 \times 108^1/_{32}$ Бумага типографская № 3
Усл. печ. л. 5,04 Уч.-изд. л 6,68
Тираж 50 000 экз. Зак. 1318 Цена 28 коп.

Издательство «Энергия». Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10.

Московская типография № 10 Союзполиграфпрома
при Государственном комитете Совета Министров СССР
по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.
Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10.

Отпечатано в Московской типографии № 32 Союзполиграфпрома
при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам
издательств, полиграфии и книжной торговли Москва, К-51,
Цветной бульвар, 26. Зак. 539.

